

В. Л. ЕРОФЕЕВ, П. Д. СЕМЕНОВ, А. С. ПРЯХИН

Тепло- техника



УЧЕБНИК ДЛЯ ВУЗОВ



В.Л. ЕРОФЕЕВ, П.Д. СЕМЕНОВ, А.С. ПРЯХИН

Тепло- техника

Допущено Министерством образования и науки Российской Федерации в качестве учебника для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки бакалавров и магистров «Эксплуатация транспортных средств», специальности «Эксплуатация судовых энергетических установок» направления подготовки дипломированных специалистов «Эксплуатация водного транспорта и транспортного оборудования» и специальности «Эксплуатация перегрузочного оборудования портов и транспортных терминалов» направления подготовки дипломированных специалистов «Эксплуатация наземного транспорта и транспортного оборудования»



МОСКВА
ИКЦ «АКАДЕМКНИГА»
2008

УДК 621.397

ББК 31.3я73

Е 78

Рецензенты: кафедра технологии эксплуатации и автоматизации работы портов Санкт-Петербургского государственного университета водных коммуникаций, (канд. техн. наук, доцент Головачев П.А.); кафедра портов и грузовых терминалов Государственной морской академии им. адм. С.О. Макарова (проф., д-р техн. наук Степанов А.Л.); д-р техн. наук, проф. М.Р. Петриченко (Санкт-Петербургский государственный технический университет)

Ерофеев В.Л., Семенов П.Д., Пряхин А.С.

Теплотехника: Учебник для вузов. / Под ред. д-ра техн. наук, проф. В.Л. Ерофеева. — М.: ИКЦ «Академкнига», 2008. — 488 с.: ил.

ISBN 978-5-94628-331-1

В учебнике рассмотрены основы термодинамики и теории теплообмена, энергетические проблемы использования теплоты и энергосбережение в судовых и стационарных энергетических установках.

Предназначен для подготовки студентов вузов, обучающихся по направлению подготовки бакалавров и магистров 552100 «Эксплуатация транспортных средств», по специальности 240500 «Эксплуатация судовых энергетических установок» и специальности 150900 «Эксплуатация перегрузочного оборудования портов и транспортных терминалов» направления 653300 «Эксплуатация транспорта и транспортного оборудования». Может быть использован при подготовке студентов по направлению 652900 «Кораблестроение и океанотехника» для специальностей 140100 «Кораблестроение» и 140200 «Судовые энергетические установки» дисциплины «Теплофизические основы судовой энергетики».

Учебное издание

**Ерофеев Валентин Леонидович, Семенов Петр Дмитриевич,
Пряхин Александр Сергеевич**

ТЕПЛОТЕХНИКА

Редактор *Н.В. Пинчук*

Художник *И.А. Слюсарев*

Дизайнер *М.Н. Колосов*

Корректор *В.Т. Агеева*

Компьютерный дизайн и верстка *С.Н. Лаврентьева*

ИД № 04284 от 27.03.2001

Подписано в печать 25.06.2008. Формат 60×90/16. Гарнитура NewtonС.

Печать офсетная. Печ. л. 30.5. Тираж 2000 экз. Тип. зак. 508

Издательско-книготорговый центр «Академкнига»

117997, Москва, Профсоюзная ул., 90

*По вопросам поставок обращаться в Книготорговое объединение «АкадемикА»
Россия, 117997, г. Москва, Профсоюзная ул., 90*

*Тел.: (495) 334-73-18; 334-89-98. Факс: 8-499-724-39-76. E-mail: akademika@maik.ru;
svtmash@maik.ru*

Отпечатано с готовых диапозитивов в ООО «Чебоксарская типография № 1»
428019, г. Чебоксары, пр. И. Яковлева, 15.

ISBN 978-5-94628-331-1

© В.Л. Ерофеев, П.Д. Семенов, А.С.

Пряхин, 2008

© ИКЦ «Академкнига», 2008

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая книга является учебником для высших технических учебных заведений водного транспорта, в основу которой положен учебник проф. Л.В. Арнольда и др. «Техническая термодинамика и теплопередача», изданного в 1979 г. (М.: Высшая школа). Авторы являются учениками и продолжателями школы профессоров Л.В. Арнольда, Г.А. Михайловского, В.М. Селиверстова, работавшими с ними долгие годы и читавшими соответствующие лекционные курсы в течение многих лет.

Авторы всецело разделяют мнение проф. Л.В. Арнольда, считавшего наиболее важным оттенить физическую сторону рассматриваемых в учебнике процессов. Такой подход к изложению курса теплотехники позволит учащимся в дальнейшем самостоятельно разобраться в приложениях этой дисциплины к специальным вопросам науки и техники.

За истекшие годы изменились воззрения на содержание и построение курса, произошло уточнение терминов и толкований некоторых понятий, окончательно утвердилась Международная система единиц. Расширение объема и вопросов изложения по требованиям государственных стандартов высшего профессионального образования последнего поколения, использование учебника для подготовки по ряду специальностей направления 653300 «Эксплуатация транспорта и транспортного оборудования» потребовали подготовки учебника, приближенного к новым задачам. Так, кроме традиционных разделов технической термодинамики и теплопередачи, здесь излагаются приложения первого и второго начал термодинамики к физико-химическим системам, элементы химической термодинамики и теории растворов. Учебник дополнен разделом, освещающим энергетические проблемы использования теплоты в отрасли. Этот раздел включает рассмотрение характеристик топлива и основ его горения, теплогенерирующих устройств, холодильной и криогенной техники, вопросов энергосбережения, а также основных направлений экономии энергетических ресурсов.

Основными потребителями топлива для производства механической энергии на водном транспорте являются судовые дизельные двигатели внутреннего сгорания (ДВС), работающие по идеальному циклу Тринк-

лера. На морском флоте в качестве главных двигателей используются также газотурбинные установки (ГТУ) и паротурбинные установки. На береговых предприятиях транспорта широкое распространение получили карбюраторные и газовые ДВС. И если ознакомление с вопросами устройства и эксплуатации судовых двигателей обеспечивается специальными дисциплинами учебного плана подготовки морского инженера, то знакомство с закономерностями преобразования теплоты в работу, соответствующим оборудованием, вопросами эффективного использования энергии при подготовке специалистов по эксплуатации перегрузочного оборудования портов и транспортных терминалов ограничивается рамками краткой дисциплины «Теплотехника». Однако на практике выпускникам приходится исполнять обязанности энергетиков различных береговых предприятий водного транспорта и самостоятельно осваивать новые знания. Поэтому в данном учебнике приводятся некоторые особенности использования энергии не только на судах, но и на береговых предприятиях водного транспорта. Эти материалы могут иметь самостоятельную ценность.

Так, принцип действия и особенности нетрадиционных для водного транспорта теплообменных аппаратов отражены в подразд. 13.7 «Тепловые трубы и термосифоны». Характеристики энергетических товарных топлив (твердых, жидких, газообразных, синтетических и гидротоплив) и основы их горения изложены в гл. 14. Основы систем теплоснабжения промышленных предприятий изложены в гл. 15 и т. д.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам – кафедре технологии эксплуатации и автоматизации работы портов Санкт-Петербургского государственного университета водных коммуникаций в лице канд. техн. наук Головачева П.А., кафедре портов и грузовых терминалов государственной морской академии им. адм. С.О. Макарова в лице д-ра техн. наук, проф. Степанова А.Л., профессору Санкт-Петербургского государственного технического университета Петриченко М.Р. за ценные замечания, позволившие улучшить первоначальный вариант текста учебника. Особую признательность авторы выражают заслуженному деятелю науки РФ, д-ру техн. наук, проф. Дрейцеру Г.А. за ценные замечания о необходимости освещения накопленного за последние десятилетия нового экспериментального и теоретического материала по расчету процессов теплообмена в каналах.

ВВЕДЕНИЕ

Мировая энергетика с середины XX столетия характеризовалась чрезвычайно быстрым увеличением потребления энергии. Однако за последние годы произошли значительные изменения, связанные прежде всего с переходом от энергетической эйфории, от экстенсивных путей развития энергетики к энергетической политике, основанной на повышении эффективности использования энергии и всемерной ее экономии. Этому способствовало понимание ограниченности первичных источников энергии и значительное увеличение затрат на извлечение, переработку, транспортировку и использование энергии. Базовый прогноз мирового потребления энергии E (в гигатоннах условного топлива) представлен на рис. В1.

Доля энергии — первичного электричества, производимого на гидро-, ветро-, геотермальных, солнечных, приливных и волновых станциях, не превышает 7% и вряд ли может значительно возрасти в будущем. Первичными источниками энергии были и остаются органические топлива (80–87%) и ядерная энергия.

Механическая энергия производится по следующей цепочке: первичный источник — теплота — работа, причем коэффициент полезного действия (КПД) такого преобразования не высок. История открытия законов преобразования энергии и функционирования техники иллюстрируется рис. В2, где представлено изменение во времени экономичности энергетических установок. Тепловые двигатели, по-видимому, достигли

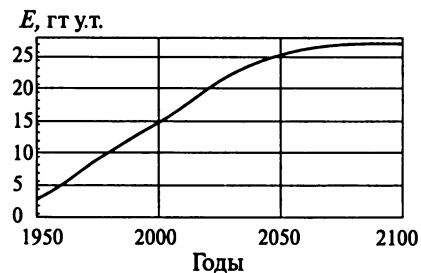


Рис. В1. Базовый прогноз мирового потребления энергии

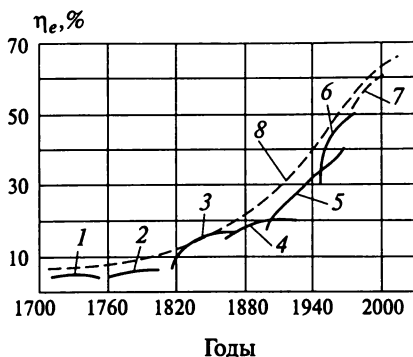


Рис. В2. Изменение экономической эффективности энергетических установок:

1 — паровые машины Сэвери — Ньюкоммена; 2 — паровые машины Уатта; 3 — усовершенствованные паровые машины; 4 — паровые машины с тройным расширением пара; 5 — первые паровые турбины; 6 — двигатели внутреннего сгорания (поршневые), паровые турбины высокого давления; 7 — топливные элементы, магнетогазодинамические электрогенераторные установки; 8 — огибающая кривая; η_e — КПД энергетической установки

предела своего теплотехнического совершенства, и лишь установки, работающие по схеме «первичный источник — электроэнергия», исключаяющей преобразование теплоты в работу (топливные элементы, магнетогазодинамические электрогенераторные установки), имеют возможность существенно повысить КПД преобразования энергии. Но создание и широкое использование таких сравнительно дешевых установок — дело достаточно отдаленного будущего. В настоящее время тепловые двигатели вне конкуренции. Их созданию и повышению экономичности в десятки раз способствовали возникновение и развитие теплотехники — науки о теплофизических основах энергетики, составными частями которой являются термодинамика и теплопередача, изучающая закономерности переноса теплоты и массы.

История формирования понятий и законов преобразования энергии, создания энергетической техники имеет много ярких страниц, в том числе трагических. Примером тому — судьбы ученых и изобретателей — Сади Карно, Роберта Майера, Рудольфа Дизеля и др. История становления теплотехники как науки, так же как и прикладные вопросы теплотехники, развитые в теории и конструкции различных энергетических установок, выходят за рамки данного учебника.

В отличие от традиционного построения учебник дополнен изложением особенностей получения и использования энергии на водном транспорте, экологических проблем использования теплоты и особенностей энергосбережения на объектах транспорта.

Раздел 1

ТЕРМОДИНАМИКА

ГЛАВА 1

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1. Предмет, метод исследования и область применения феноменологической термодинамики

Термодинамику можно определить как науку о методах исследования наиболее общих свойств материальных тел, проявляющихся в процессах преобразования одного вида движения материи в другой. Термодинамика занимается изучением физических процессов в макроскопических системах, т.е. в телах, содержащих огромное число микрочастиц.

Термодинамический метод не опирается ни на какие модельные представления о структуре вещества; задачей метода является установление связей между непосредственно наблюдаемыми, измеряемыми в опытах величинами, т.е. термодинамика является дедуктивной наукой, идущей от общего к частному.

В основе термодинамики лежит один из наиболее общих законов природы — закон сохранения и превращения энергии, выраженный в специфической, присущей только термодинамике форме — в форме уравнения первого начала термодинамики, что позволяет установить непосредственную связь между физическими величинами, характеризующими влияние разнородных воздействий на материальное тело — объект исследования или на некоторую систему, в которой происходят процессы, подлежащие изучению.

Вторым законом, также лежащим в основе термодинамики, является закон одностороннего развития естественных (самопроизвольных) процессов, протекающих в макрореальных веществах.

Механизм протекающих процессов и явлений при этом не рассматривается, поэтому классическая термодинамика называется феноменологической наукой.

Термодинамика как наука об энергии и ее превращении начала складываться в такой исторический период, когда мир физических наук еще не был озарен законом сохранения энергии, даже не были известны ни термин «энергия», ни сущность теплоты. Сложные закономерности превращения энергии, открытие которых происходило постепенно и ценой

больших усилий, не сразу становились ясными и очевидными. Они подвергались критике, иногда со стороны крупных ученых, и получали признание нередко через многие годы и даже десятилетия. Путь формирования и развития классической термодинамики был очень непростым. Он делится условно на три этапа длительностью полстолетия каждый.

Первый этап — первая половина XIX столетия. Происходит накопление опытных и теоретических знаний. В 1824 г. выходит в свет эпохальный труд С. Карно «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу». Этот год принято считать годом рождения термодинамики. Хотя нельзя не сказать, что С. Карно придерживается еще вещественной концепции теплоты. Только в последние годы он пришел к тому, что «тепло — это движение частиц тела», т.е. то, что в наше время называется энергией теплового движения. Теперь теплотой называется энергия, передаваемая под действием разности температур.

Второй этап — вторая половина XIX столетия. Выходит в свет основополагающая работа Р. Клаузиуса (1822–1888) «О движущей силе теплоты...» (1850). Автор вводит понятие энтропии и разрабатывает второе начало термодинамики. Через 15 лет Р. Клаузиус приводит «измененное обоснование второго начала», основанное на конкретных энергетических представлениях, путем введения «эквивалента превращения». Эта работа опередила эпоху, поэтому не могла получить достойную оценку современников. Она не нашла отражения ни в научной, ни в учебной литературе. И только теперь она отвечает требованиям времени.

Независимо от Р. Клаузиуса в этот период успешно занимаются исследованием термодинамики В. Томсон, Дж. Максвелл, Л. Больцман и др.

К концу XIX столетия термодинамика, именуемая классической, закончила свое формирование. Однако новое поколение ученых испытывало неудовлетворение основами, на которых базируется термодинамика.

Наступает третий этап — первая половина XX столетия. Происходит поиск таких новых аксиом, которые могли бы служить более надежным основанием второго начала и с большей отчетливостью определяли бы логическую стройность курса. Аксиоматикой термодинамики занимались Н. Шиллер, К. Каратеодори, Н. Афанасьева-Эремфест и др. Кроме того, углубляются и развиваются основные положения термодинамики благодаря широкому применению ее методов для анализа явлений химической и биологической энергетики.

Феноменологическая термодинамика в том виде, в каком она была создана классиками и дошла до наших дней, представляет собой величественную систему научных знаний, отличающуюся научной строгостью и завершенностью логических построений. Обладая тонким и универсальным методом анализа, она сыграла выдающуюся роль в развитии теплотехники, в частности теплоэнергетики. Она оказалась источником

возникновения и развития многих фундаментальных наук XX в., точнее, источником двух научных направлений, давших две ветви наук.

Первое направление. Исследуя методами второго начала термодинамики свойства черного излучения, М. Планк открыл «квант действия» и создал тем самым квантовую механику. Это позволило Н. Бору создать современную модель атома и тем самым современные представления о строении вещества. Эти достижения послужили основой для стремительного развития физической и квантовой химии, помогли биологии выйти на молекулярный уровень и стать точной наукой из науки умозрительной и описательной. На той же основе возникла теория квантовых электромагнитных генераторов (лазеров и мазеров).

Второе направление. Исследования Л. Больцманом свойств идеального газа привели его к статистической термодинамике. Развитие статистического математического аппарата и физических представлений определило возникновение математической статистики и статистической механики, теории вероятностей, теории информации и кибернетики.

В развитии наук этого направления сработала «обратная связь»: в 1970 г. вышла книга по термодинамике, полностью основанная на теории информации. Несмотря на столь значительные прогрессивные сдвиги в науке, совершенные благодаря мощному методу термодинамического анализа, возможности термодинамики еще далеко не исчерпаны. Ее метод находит все более широкое применение в самых различных областях науки и техники. И это понятно: являясь наукой физической, термодинамика отличается от всех других разделов физики тем, что проникает во все ее сферы. По первоначальному смыслу классическая термодинамика Карно–Клаузиуса–Томсона — это наука о тепловых процессах, идущих в условиях равновесия всех сил. Применение термодинамического метода к исследованию неравновесных процессов породило новое направление — термодинамику неравновесных (или необратимых) процессов, в связи с чем классическую термодинамику стали иногда называть термостатикой.

Развитие физических и химических наук и использование в них термодинамических методов исследования привели к разделению термодинамики на отдельные специальные области. Таким образом создались: физическая, или общая, термодинамика, изучающая свойства твердых, жидких и газообразных тел, а также закономерности преобразования энергии в различных физических явлениях (машинных, электрических, капиллярных и т.д.); химическая термодинамика, изучающая химические и физико-химические процессы, их тепловой эффект, а также свойства и поведение растворов и т.п.; техническая термодинамика, рассматривающая приложение законов термодинамики к преобразованию теплоты в работу.

Далее будут рассматриваться в основном вопросы технической термодинамики и лишь элементы химической термодинамики.

1.2. Термодинамическая система. Параметры и уравнения состояния. Идеальный и реальный газ

Термодинамической системой называют тело или совокупность тел, свойства которых являются объектом исследования. Все тела, находящиеся вне границ рассматриваемого тела или их совокупности, называют *окружающей средой*.

Система, которая не может обмениваться энергией с окружающей средой, называется *энергетически изолированной*. Если система не может обмениваться лишь теплотой, она называется *адиабатно изолированной*.

Под влиянием различного рода энергетических воздействий окружающей среды в термодинамической системе происходит изменение термодинамического состояния тел, например, температуры, давления, т.е. происходит термодинамический процесс.

Энергия системы E изменяется на величину ΔE за счет воздействий σ_i (тепловых, электрических, механических и т.д.).

Тогда по закону сохранения и превращения энергии

$$\Delta E = \sum_{i=1}^{i=n} \sigma_i. \quad (1.1)$$

При элементарном акте взаимодействия между системой и окружающей средой энергия системы изменится на бесконечно малую величину

$$dE = \sum_{i=1}^{i=n} d\sigma_i. \quad (1.2)$$

Это уравнение и является уравнением первого начала термодинамики в общем виде.

Наличие воздействия какого-либо рода может быть определено по изменению конкретной физической величины, называемой координатой состояния системы. Если взаимодействие данного рода имеет место, то координата обязательно изменится; если воздействие отсутствует, то эта координата остается постоянной, и никакими другими воздействиями не может быть изменена.

При механическом деформационном взаимодействии, совершающемся под влиянием равномерно распределенного давления, такой координатой будет являться объем V рабочего тела. Действительно, если рассмотреть в качестве системы газ, находящийся в цилиндре под поршнем, то при неравенстве давлений над и под поршнем последний будет перемещаться вверх или вниз, а объем V газа будет либо уменьшаться, либо увеличиваться. При жестком закреплении поршня, если жесткими являются и стенки цилиндра, никакими иными путями нельзя добиться

изменения объема. Постоянство объема газа $dV = 0$ будет свидетельствовать об отсутствии механического деформационного взаимодействия.

При химических и фазовых превращениях происходит изменение одной и той же величины — массы M . Если в системе совершается химическая реакция, то происходят уменьшение массы исходных веществ и увеличение массы продуктов реакции. То же происходит и при переходе вещества из одного агрегатного состояния в другие. Если же в системе устанавливается химическое или фазовое равновесие, то массы веществ, образующих систему, остаются постоянными $dM = 0$. Следовательно, координатой при химических и фазовых превращениях является масса.

При рассмотрении тепловых взаимодействий тепловая координата непосредственно на опыте не измеряется и не наблюдается. Она может быть вычислена через другие наблюдаемые на опыте величины. Такой физической величиной является энтропия системы S . При наличии теплообмена энтропия изменяется $dS \neq 0$, при отсутствии теплообмена она остается постоянной $dS = 0$.

Рассмотрение различного рода взаимодействий можно было бы продолжить и определить каждому взаимодействию свою координату.

По поведению координат состояния системы можно судить о наличии или отсутствии данного воздействия. Однако не менее важен вопрос об условиях возможности осуществления данного воздействия на систему.

Для любого рода взаимодействий можно установить более определенную физическую величину, при равенстве которой в системе и окружающей среде воздействия данного рода не существует. Назовем такие физические величины потенциалами. Разность соответствующих потенциалов внутри и вне системы является движущей причиной данного процесса в системе. При равенстве потенциалов внутри и вне системы взаимодействие данного рода не может быть осуществлено.

В случае механического деформационного взаимодействия роль потенциала играет давление p . Так, при равенстве давлений внутри и вне системы невозможно осуществить расширение или сжатие системы.

Теплообмен между двумя телами возможен только при наличии разности температур этих тел, следовательно, тепловым потенциалом является температура T .

Электрическое взаимодействие может быть осуществлено только при наличии разности электрических потенциалов U и т.д.

Количественной мерой какого-либо воздействия является произведение потенциала на измерение соответствующей координаты. Так, элементарная работа механического деформационного воздействия при равномерном распределении давления $dL = pdV$, элементарное количество теплоты $dQ = TdS$ и т.д.

Одновременно следует установить правило знаков. Знак воздействия рассматривается с точки зрения термодинамической системы (или рабо-

чего тела). Так, теплота dQ положительна, если подводится к системе от окружающей среды ($dQ = -dQ'$), работа dL положительна, если совершается внутренними силами против внешних ($dL = -dL'$).

Координаты и потенциалы системы называют *термодинамическими параметрами состояния*.

Параметры состояния относят к единице массы, рассматривая удельные величины: удельный объем $v = V/M$, м³/кг; плотность $\rho = M/V$, кг/м³; удельную энтропию $s = S/M$, кДж/(кг·К).

К параметрам состояния относят также величины внутренней энергии $U = U_1 + U_2 + U_3 + U_4$ и энтальпию $I = U + pV$ (где pV – потенциальная энергия давления).

Под внутренней энергией понимают кинетическую энергию теплового движения молекул, зависящую от температуры тела, и потенциальную энергию их силового взаимодействия.

Термодинамические параметры находятся между собой в функциональной зависимости, называемой уравнением состояния системы.

В зависимости от числа воздействия, т.е. от степени свободы системы, для каждой системы существуют свои уравнения состояния, характеризующие определенные связи между термодинамическими параметрами.

Для реальной системы уравнение состояния термодинамики получается только из опыта. Так, для системы с двумя степенями свободы – тепловой и механической – уравнение состояния в общем виде имеет вид

$$F(p, v, T) = 0. \quad (1.3)$$

Для каждой конкретной системы уравнения состояния определяются из модельных представлений о структуре вещества или опытным путем.

Уравнение идеального газа может быть получено исходя из молекулярно-кинетической теории газа:

$$\frac{pv}{T} = R = \text{const} \quad \text{или} \quad pv = RT, \quad (1.4)$$

где R – газовая постоянная.

Для реального газа может быть использовано уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT. \quad (1.5)$$

Идеальным газом называется газ, в котором пренебрегают потенциальной энергией силового взаимодействия между молекулами, а также объемом самих молекул.

В уравнении состояния реального газа отношение a/v^2 учитывает влияние сил притяжения между молекулами на внутреннее давление газа, а величина b является собственным объемом молекул.

Постоянную R в уравнениях называют *индивидуальной газовой постоянной*.

1.3. Смеси идеальных газов

В практических приложениях термодинамики большей частью приходится рассматривать такие смеси газов, когда компоненты не вступают друг с другом в химические реакции. Примером может служить воздух, состоящий из смеси кислорода и атмосферного азота (последний включает и все остаточные газы, входящие в воздух в малом количестве, в том числе углекислый газ, аргон, гелий и пр.).

Состав смеси газов может быть задан различными способами.

Во-первых, указанием массовых долей компонентов смеси g_i в долях единицы (или в процентах):

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = \sum_{i=1}^{i=n} g_i = 1 \quad \left(\sum_{i=1}^{i=n} m_i = 1 \right). \quad (1.6)$$

Массовая доля $g_i = M_i/M$, (m_i); (здесь M_i — масса компонента смеси; M — масса смеси).

Во-вторых, указанием объемных долей компонентов смеси r_i :

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = \sum_{i=1}^{i=n} r_i = 1. \quad (1.7)$$

Объемная доля $r_i = V_i/V$ (здесь V_i — парциальный объем компонента смеси; V — объем смеси).

Парциальным объемом компонента смеси называют часть объема смеси, которую занимает компонента, сжатая при температуре смеси до давления смеси.

В-третьих, указанием молярных компонентов смеси N_i в долях единицы:

$$N_1 + N_2 + \dots + N_n = \sum_{i=1}^{i=n} N_i = 1. \quad (1.8)$$

Молярный компонент $N_i = n_i/\sum n_i$ (здесь n_i — число молей компонента смеси).

Нетрудно доказать, что для идеального газа $N_i = r_i$. Действительно, умножая числитель и знаменатель на объем 1 моля вещества V_m , получим объемы компонента и смеси:

$$N_i = \frac{n_i}{\sum n_i} \frac{V_\mu}{V_\mu} = \frac{V_i}{V} = r_i.$$

Таким образом, задание смеси идеальных газов объемными долями компонентов равносильно заданию смеси молярными долями отдельных газов.

Давление смеси газов можно представить как сумму парциальных давлений компонентов смеси (опытный закон Дальтона):

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^{i=n} p_i, \quad (1.9)$$

где p_i – парциальное давление, оказываемое отдельным компонентом в объеме всей смеси при неизменной температуре.

Пересчет состава смеси с массовых долей на объемные и обратно может быть произведен после введения понятия кажущейся молекулярной массы смеси газов μ_c по формулам:

$$\mu_c = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \mu_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} m_i / \mu_i}; \quad (1.10)$$

$$r_i = m_i \frac{\mu_c}{\mu_i} = m_i \frac{\sum_{i=1}^{i=n} r_i \mu_i}{\mu_i}; \quad (1.11)$$

$$m_i = r_i \frac{\mu_i}{\left(\sum_{i=1}^{i=n} \mu_i r_i \right)}. \quad (1.12)$$

Для газовой смеси справедливо уравнение состояния идеального газа, если в него ввести условную величину газовой постоянной смеси R_c ,

$$pV = MR_c T. \quad (1.13)$$

Газовая постоянная смеси газов, кДж/(кг·К), может быть вычислена по формулам:

$$R_c = \frac{\mu R}{\mu_c} = \frac{8,314}{\mu_c}; \quad (1.14)$$

$$R_c = \sum_{i=1}^{i=n} m_i R_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{r_i}{R_i}}. \quad (1.15)$$

С помощью подобных соотношений можно подсчитать удельный объем и плотность смеси газов:

$$\nu = \sum_{i=1}^{i=n} m_i \nu_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{r_i}{\nu_i}}, \quad \text{м}^3/\text{кг}; \quad (1.16)$$

$$\rho = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{m_i}{\rho_i}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \rho_i, \quad \text{м}^3/\text{кг}. \quad (1.17)$$

Парциальное давление компонентов, входящих в состав смеси,

$$p_i = r_i p. \quad (1.18)$$

1.4. Теплоемкость газов и их смесей

Теплоемкостью называют отношение количества теплоты, необходимое для изменения температуры в веществе, на бесконечно малую величину:

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (1.19)$$

Такую теплоемкость называют истинной.

При решении практических задач используют среднюю теплоемкость — условную постоянную величину в определенном интервале температур:

$$\bar{C} = \frac{Q}{T_2 - T_1}. \quad (1.20)$$

В зависимости от единиц количества вещества различают:

- массовую теплоемкость c , кДж/(кг·К);
- молярную теплоемкость μc или C_μ , кДж/(кмоль·К);
- объемную теплоемкость C, c' , отнесенную к 1 м³ газа при нормальных физических условиях ($p = 760$ мм рт. ст., $t = 0$ °С), кДж/(м³·К).

Массовая, молярная и объемная теплоемкости связаны между собой следующими зависимостями:

$$c = \frac{\mu c}{\mu} = C v_H = \frac{C}{\rho_H}; \quad (1.21)$$

$$\mu c = 22,4 C, \quad (1.22)$$

где v_H , ρ_H — соответственно удельный объем и плотность вещества при нормальных условиях; $V_\mu = 22,4$ — объем 1 кмоль любого идеального газа при нормальных условиях, $\text{м}^3/\text{кмоль}$; μ — масса 1 кмоль вещества, $\text{кг}/\text{кмоль}$.

Теплоемкость рабочего тела зависит от характера процесса, поэтому тоже является функцией процесса.

В различных процессах теплоемкость может принимать значения в пределах $-\infty < C < +\infty$.

Особо важными являются теплоемкости в процессе при постоянном объеме — *изохорная*, а в процессе при постоянном давлении — *изобарная*.

Используя выражения первого начала термодинамики, запишем:

$$c_v = \frac{dq_v}{dT} = \frac{du + p dv}{dT} = \frac{du}{dT}; \quad (1.23)$$

$$c_p = \frac{dq_p}{dT} = \frac{di + v dp_0}{dT} = \frac{di}{dT}. \quad (1.24)$$

Поскольку внутренняя энергия и энтальпия идеального газа зависят только от температуры, то в любом процессе их изменения можно подсчитать по формулам:

$$du = c_v dT \text{ или } u_2 - u_1 = \Delta u = \bar{c}_v ((T_2 - T_1)); \quad (1.25)$$

$$di = c_p dT \text{ или } i_2 - i_1 = \Delta i = \bar{c}_p (T_2 - T_1). \quad (1.26)$$

Связь между изобарной и изохорной теплоемкостями можно установить следующим образом.

В изобарном процессе подведенная теплота q_p расходуется на изменение внутренней энергии и совершение внешней работы, а в изохорном теплота q_v расходуется только на изменение внутренней энергии. При нагревании 1 кг рабочего тела на одинаковую температуру разница между теплотой q_p и q_v будет равна работе dI , произведенной в процессе, при $p = \text{const}$, т.е.

$$dq_p - dq_v = dI.$$

Для идеального газа работа в изобарном процессе может быть определена из уравнения состояния после дифференцирования последнего:

$$d(pv) = R dT \text{ или } p dv + v dp = R dT.$$

После подстановки значений dq_p и dq_v и сокращения на dT получаем

$$c_p - c_v = R. \quad (1.27)$$

Формула, устанавливающая связь между изобарной и изохорной теплоемкостями, называется уравнением Майера. Из нее вытекает также физический смысл газовой постоянной. *Газовая постоянная R равна работе 1 кг газа в изобарном процессе при изменении его температуры на 1 К.* Разные газы в изобарном процессе производят неодинаковую работу.

Умножая обе части последнего равенства на массу 1 кмоль, получаем

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu R \approx 8,314 \text{ кДж/(кмоль} \cdot \text{К)}. \quad (1.28)$$

Из (1.28) следует, что разность молярных изобарной и изохорной теплоемкостей для идеальных газов является величиной постоянной.

При решении теплотехнических задач необходимо знать значения теплоемкостей различных газов. При невысоких температурах можно пользоваться значениями теплоемкостей, полученными на основе классической молекулярно-кинетической теории газов.

Согласно этой теории, теплоемкость идеального газа зависит только от атомности газа, характера процесса и не зависит от температуры.

Молярные теплоемкости идеальных газов в процессе при постоянном объеме имеют следующие значения: одноатомные $\mu c_v = 12,6$ кДж/(кмоль·К); двухатомные $\mu c_v = 20,9$ кДж/(кмоль·К); трех- и многоатомные $\mu c_v = 29$ кДж/(кмоль·К).

Молярная изобарная теплоемкость может быть рассчитана по (1.28). Массовые и объемные теплоемкости идеальных газов определяют по (1.21) и (1.22).

Сравнивая приведенные значения теплоемкости с опытными данными, можно прийти к следующим выводам. Если для одноатомных газов приведенные значения теплоемкостей хорошо совпадают с опытными результатами, то для двухатомных газов такое соблюдение наблюдается только при температурах 0 ... 20 °С. При более высоких температурах имеются значительные расхождения в величинах теплоемкостей.

Для трех- и многоатомных газов значения теплоемкости, полученные на основании молекулярно-кинетической теории газов, даже при невысоких температурах резко отличаются от величин теплоемкости, определяемых опытным путем. Эти расхождения объясняются тем, что классическая молекулярно-кинетическая теория газов не учитывает внутреннюю энергию колебательного движения атомов внутри молекулы. Влияние ее на величину теплоемкости тем сильнее, чем больше число атомов в молекуле и выше температура. Так, например, теплоемкость воздуха при 300 °С по сравнению с теплоемкостью при 0 °С увеличивается на 4%, а при 2000 °С — почти на 25%. Еще больше увеличивается теплоемкость с повышением температуры у трехатомных газов.

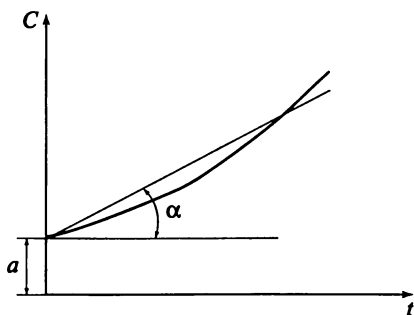


Рис. 1.1. Зависимость теплоемкости от температуры

В тепловых двигателях происходит значительное изменение температуры газа, поэтому необходимо учитывать зависимость теплоемкости от температуры: $c = f(t)$.

Эту зависимость находят экспериментальным путем, она имеет вид алгебраического многочлена:

$$c = a + bt + dt^2 + \dots, \quad (1.29)$$

где a, b, d – коэффициенты, определяемые опытным путем.

Как следует из (1.29) и рис. 1.1, в общем случае теплоемкость имеет криволинейную зависимость от температуры. Значения истинных и средних изохорных и изобарных теплоемкостей в зависимости от температуры приводятся в справочных таблицах. В них средние значения теплоемкостей дают для интервала температур от 0 до t °С. Средние теплоемкости в интервале температур t_1 и t_2 с использованием таблиц вычисляют по формуле

$$\bar{c}_{t_1, t_2} = \frac{\bar{c}_{0, t_2} t_2 - \bar{c}_{0, t_1} t_1}{t_2 - t_1}, \quad (1.30)$$

где $\bar{c}_{0, t_1}$, $\bar{c}_{0, t_2}$ – средние табличные теплоемкости газа в интервале температур 0 ... t_1 °С и 0 ... t_2 °С.

В (1.30) числитель представляет собой количество теплоты, подводимой к газу с целью повышения его температуры от t_1 до t_2 °С.

Часто в теплотехнических расчетах криволинейную зависимость теплоемкости от температуры заменяют близкой к ней прямолинейной зависимостью (см. рис. 1.1). В этом случае истинную теплоемкость определяют по следующей приближенной формуле:

$$c = a + bt. \quad (1.31)$$

Графически коэффициент a выражает теплоемкость газа при 0 °С, а коэффициент b является тангенсом угла α наклона прямой. Средняя теплоемкость газа в интервале температур от t_1 до t_2

$$c_{t_1 t_2} = \frac{c_1 + c_2}{2} = \frac{a + bt_1 + a + bt_2}{2} = a + \frac{b}{2}(t_1 + t_2). \quad (1.32)$$

Расчетные приближенные формулы для определения средних теплоемкостей при постоянном давлении для различных газов в интервале температур 0 ... 1000 °С приведены в специальных таблицах. Использование (1.31) и (1.32) позволяет обойтись при расчетах без справочных таблиц.

На теплоемкость реальных газов влияет не только температура, но и давление.

Для определения теплоемкости смеси газов необходимо знать ее состав и значения теплоемкостей компонентов.

При нагреве смеси на 1 °С каждый компонент также нагревается на 1 °С. Следовательно, когда смесь задана массовыми долями,

$$Mc = M_1 c_1 + M_2 c_2 + \dots + M_n c_n,$$

где M – масса смеси, кг; c – массовая теплоемкость смеси, кДж/(кг·К); M_1, M_2, M_n – массы компонентов, кг; c_1, c_2, c_n – массовые теплоемкости компонентов, кДж/(кг·К).

Разделив обе части уравнения на M , получим

$$c = m_1 c_1 + m_2 c_2 + \dots + m_n c_n = \sum m_i c_i. \quad (1.33)$$

Если смесь задана объемными долями, то объемная теплоемкость 1 м³ смеси газов при нормальных физических условиях

$$c' = r_1 c'_1 + r_2 c'_2 + \dots + r_n c'_n = \sum r_i c'_i. \quad (1.34)$$

Мольная теплоемкость газовой смеси

$$\mu c = r_1 \mu c_1 + r_2 \mu c_2 + \dots + r_n \mu c_n = \sum r_i \mu c_i. \quad (1.35)$$

1.5. Дифференциальные уравнения термодинамики.

Термодинамические потенциалы

Дифференциальные уравнения термодинамики представляют систему равенств, полученных в результате совместного применения первого и второго начал термодинамики к равновесным процессам. Эти уравнения применимы к любым простым телам, состояние которых определяется двумя независимыми параметрами. Из общих дифференциальных уравнений можно получить частные решения, устанавливающие связь между различными функциями состояния. Так, по экспериментальным данным о двух параметрах состояния можно вычислить другие и найти уравнение состояния изучаемого рабочего тела, и наоборот, по известному уравнению состояния можно установить связь между физическими

свойствами рабочего тела (в том числе, например, значение удельной теплоемкости).

Теорию дифференциальных уравнений, в частности, широко используют при вычислении значений отдельных физических величин реального газа (удельных энтропий, энтальпий, теплоемкости), а также при составлении термодинамических таблиц.

Не останавливаясь подробно на выводах, рассмотрим пример.

Продифференцировав уравнение состояния $F(p, v, T) = 0$, после ряда математических операций получают дифференциальные уравнения, устанавливающие связь закона изменения удельных теплоемкостей c_p и c_v с параметрами состояния:

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v; \quad (1.36)$$

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T^2}\right)_p, \quad (1.37)$$

или общее выражение для дифференциала удельной энтропии:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv; \quad (1.38)$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp. \quad (1.39)$$

Использование теории дифференциальных уравнений термодинамики позволяет оценить достоверность предлагаемых уравнений состояния реальных рабочих тел, предлагаемых в результате обработки опытных данных о параметрах состояния и теплоемкостях. Примером может служить уравнение состояния водяного пара М.П. Вукаловича и Н.И. Новикова.

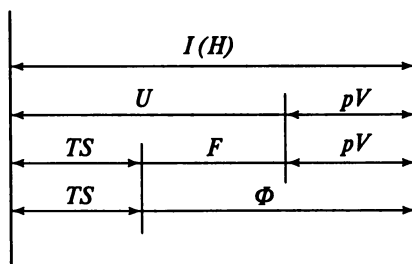
Движущей силой любого процесса, происходящего в системе, является разность соответствующих потенциалов внутри и вне системы.

Термодинамическим потенциалом называется функция состояния, убыль которой в равновесном процессе равна работе, произведенной системой в определенных условиях. К таким термодинамическим функциям относятся:

1. Внутренняя энергия (*адиабатический потенциал*) U ; $dU = TdS - pdV$;

2. Свободная энергия (*изотермический потенциал*); $F = U - TS$, называемая изохорно-изотермическим потенциалом или энергией Гельмгольца; $dF = -SdT - pdV$;

Рис. 1.2. Схема соотношений между термодинамическими функциями-потенциалами



3. Энтальпия $I = U + pV$; $dI = TdS + Vdp$;

4. Свободная энтальпия (изобарно-изотермический потенциал или энергия Гиббса, термодинамический потенциал $\Phi = I - TS$; $d\Phi = -SdT + Vdp$).

Удельный массовый термодинамический потенциал называют химическим потенциалом

$$\varphi = i - Ts. \quad (1.40)$$

Схема соотношений между этими функциями представлена на рис. 1.2.

Теория дифференциальных уравнений термодинамики позволяет вычислить потенциалы — движущие силы различных частных процессов.

1.6. Основные законы термодинамики

Первое начало термодинамики для закрытой и открытой систем. Первое начало — первый закон термодинамики может быть рассмотрен для двух случаев:

- *система закрытая* — рабочее тело как целое не перемещается (неподвижное тело) в поле равномерно распределенных сил давления;
- *система открытая* — рабочее тело находится в потоке, движущемся в канале, причем давление на входе в канал отлично от давления на выходе из него (случай потока) в поле неравномерно распределенных сил давления p . Полная энергия E рабочего тела складывается из внутренней энергии, потенциальной энергии давления и кинетической энергии движения тела как целого:

$$E = U + MpV + M \frac{w^2}{2}. \quad (1.41)$$

Запишем общее уравнение первого закона термодинамики для закрытой системы при условии теплового dQ и деформационного (механического) dL' воздействий — наиболее часто встречающийся случай (рис. 1.3). Тогда сумма этих воздействий p' среды на тело преобразуется в изменение энергии рабочего тела [см. (1.2)].

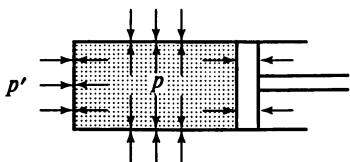


Рис. 1.3. Закрытая система (неподвижное рабочее тело)

Для неподвижного рабочего тела $dE = dU$, тогда $dU = dQ + dL'$.

Заменяя работу сил среды над телом работой тела над средой $dL' = -dL$, получим

$$dQ = dU + dL \text{ или } dQ = dU + Mpdv; \quad dq = du + pdv. \quad (1.42)$$

Первый закон термодинамики для закрытой системы можно сформулировать следующим образом: теплота, подведенная к телу из внешней среды, расходуется на изменение внутренней энергии рабочего тела и совершение им внешней механической работы.

Иная форма уравнения первого закона термодинамики может быть получена следующим образом. Из формулы приращения энтальпии $di = du + d(pv)$ находим значение $du + pdv = di - vdp$. Тогда

$$\frac{dQ}{M} = \frac{dU}{M} + pdv; \quad dq = di - vdp. \quad (1.43)$$

Первый закон термодинамики для открытой системы в случае теплового и механического воздействий запишется следующим образом:

$$dE = dU + Md(pV) + M \frac{dW^2}{2} = dQ + dL'_T,$$

или, разделив на M и преобразовав с учетом равенства $dL'_T = -dL_T$, получим

$$dq = du + d(pv) + \frac{dW^2}{2} + dl_T = di + d_{\text{пот}}, \quad (1.44)$$

где dl_T — техническая работа; $dI_{\text{пот}}$ — работа потока.

$$dI_{\text{пот}} = \frac{dW^2}{2} - dl_T. \quad (1.45)$$

Для открытой системы первый закон термодинамики формулируется: подведенная к системе теплота преобразуется в изменение энтальпии и располагаемую работу потока.

Располагаемая работа потока складывается из двух работ:

- работы истечения $dW^2/2$, производимой равнодействующей сил рабочего тела против отбегającego и набегающего потоков в сечениях $I-I$ и $II-II$ (рис. 1.4) и перемещающую рабочее тепло по каналу;

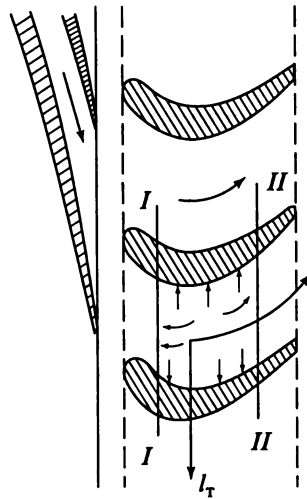


Рис. 1.4. Открытая система (рабочее тело в потоке)

- *технической работы* dl_t , производимой равнодействующей сил рабочего тела на стенки канала и перемещающей канал.

К открытой системе может быть применено выражение (1.43), в котором энтальпия i может характеризоваться как внутренняя энергия потока, складывающаяся из внутренней тепловой u и внутренней механической pv энергии, работ $dl_{\text{пот}} = -vdp$ может быть названа располагаемой работой потока. Работа потока может быть получена лишь в поле переменного давления (координата p) при наличии разности плотностей $1/\rho = v$ в системе и окружающей среде (плотность – потенциал).

Полученные уравнения первого закона термодинамики могут быть использованы для термодинамического анализа процессов, протекающих в системе.

Предварительно рассмотрим рабочую и тепловую диаграммы (рис. 1.5).

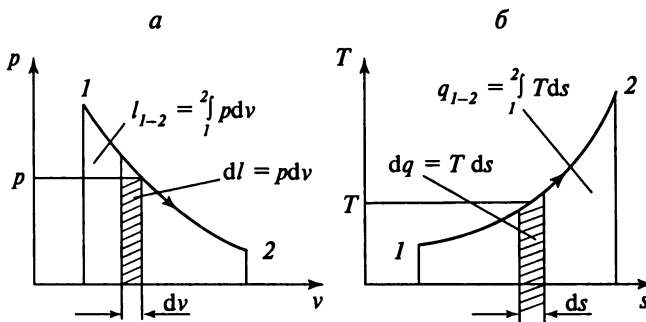


Рис. 1.5. Рабочая (а) и тепловая (б) диаграммы

Для рассматриваемой системы с двумя степенями свободы уравнение состояния имеет, как указывалось ранее, функциональную зависимость $F(p, v, T) = 0$. Из этого соотношения следует, что состояние рабочего тела (или системы) однозначно определяется заданием каких-либо двух параметров состояния. Остальные параметры могут быть определены с помощью уравнения состояния конкретного вида.

Выберем плоскую систему координат, например, p и T . Каждой точке на плоскости соответствует некоторое равновесное состояние рабочего тела, т.е. такое состояние, при котором во всех точках занимаемого телом объема одинаковы все соответствующие параметры состояния. Непрерывный ряд равновесных состояний представляет равновесный процесс, который может быть изображен линией на диаграммах p и T .

Начальное состояние отмечают точкой 1, конечное — точкой 2.

Элементарное механическое деформационное воздействие d изобразится площадкой на диаграмме p , а элементарное тепловое воздействие dq — на диаграмме T .

Если произвести интегрирование по процессу, то получим общую формулу для определения работы изменения объема

$$l_{1-2} = \int_1^2 p dv, \quad (1.46)$$

и общую формулу для определения теплоты, участвующей в процессе,

$$q_{1-2} = \int_1^2 T ds. \quad (1.47)$$

Если рассмотреть в осях p и v процесс, протекающий в открытой системе (в потоке), в поле неравномерно распределенного давления, то элементарная располагаемая работа потока $d l_{\text{пот}} = -v dp$ изобразится площадкой на оси давлений (рис. 1.6), а общая формула для определения располагаемой работы потока

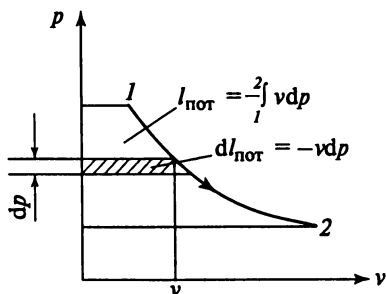
$$l_{\text{пот}} = - \int_1^2 v dp. \quad (1.48)$$

Для вывода расчетных формул для теплоты и работы необходимо знать уравнение процесса изменения состояния. Различные частные процессы изменения состояния рассматривались ранее в курсе физики.

Поскольку площадь под линией процесса в осях p и v (см. рис. 1.5) характеризует работу в процессе, диаграмма была названа рабочей, а диаграмма T — тепловой.

Следует отметить, что диаграммы наглядно иллюстрируют и знаки воздействия. Так, если $dv \neq 0$, то при механическом деформационном воздействии работа изменения объема $d \neq 0$, при $dv = 0$ и $d = 0$, т.е. ука-

Рис. 1.6. Работа потока



занное воздействие отсутствует. Аналогично, при $ds > 0$ теплота подводится к рабочему телу ($dq > 0$), при $ds < 0$ и $dq < 0$, а при $ds = 0$ теплообмен отсутствует.

Все термодинамические характеристики удобно делить на две группы — функции процесса и функции состояния. Если какая-либо термодинамическая характеристика зависит от характера протекания процесса, то ее называют *функцией процесса*. Если физическая характеристика не зависит от характера протекания процесса, ее называют *функцией состояния*. Очевидно, что из известных уже физических величин функциями процесса являются работа a и теплота b (рис. 1.7), а функциями состояния — все параметры состояния.

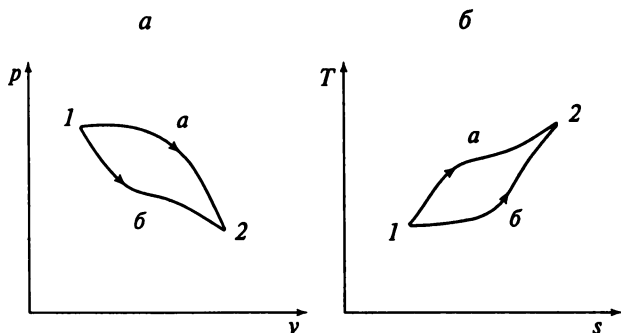


Рис. 1.7. Функции процессов

Функции состояния изменяются на конечную ($p_2 - p_1 = \Delta p$) или бесконечно малую величину.

Функции процесса проявляются лишь в процессе изменения состояния, они оцениваются количеством — конечным за процесс (Q_{1-2} или L_{1-2}) либо бесконечно малым dQ или dL — за бесконечно малый процесс.

Второе начало термодинамики. В целях осмысления закона одностороннего развития естественных процессов рассмотрим качественные характеристики энергии и виды ее превращений.

Энергия есть общая мера различных форм материального движения, причем форма движения является лишь одной из качественных характеристик энергии.

Под *формой энергии* подразумевают различные виды энергии – механическую во всем ее многообразии, электромагнитную, химическую, ядерную, потенциальную силовых полей, термическую и т.д.

Качественными характеристиками энергии каждого вида помимо формы движения являются *интенсивность* движения и *плотность концентрации* энергии.

Фактором интенсивности движения является энергетический потенциал. Так, например, интенсивность теплового движения характеризуется температурой. Интенсивностью электрической формы движения является электрический потенциал, химической энергии – химический потенциал и т.д.

Объемная плотность концентрации Ω , Дж/м³, энергии представляет собой отношение энергии E , содержащейся в данном энергоносителе, к его объему V : $\Omega = E/V$.

Под превращением энергии следует понимать изменение каких-либо ее качественных свойств – формы движения, интенсивности движения или объемной плотности энергии. Превращения энергии могут протекать самопроизвольно (спонтанно) и принудительно. Самопроизвольные превращения сопровождаются рассеянием (*диссипацией*) или обесцениванием (*деградацией*) энергии, принудительные превращения – концентрацией энергии.

Классификация элементарных превращений энергии представлена на рис. 1.8. Превращения: 1-го рода – изменение формы движения; 2-го рода – изменение интенсивности движения; 3-го рода – изменение плотности концентрации энергии.

Примером самопроизвольного превращения 1-го рода может служить превращение работы в теплоту, например, в теплоту трения, джоулеву теплоту и т.д. Принудительным преобразованием 1-го рода является превращение теплоты в работу в различного рода тепловых двигателях.

Примером самопроизвольного превращения 2-го рода может быть передача теплоты от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой (от газов в топке котла к воде и пару, от батареи отопления к воздуху и т.п.). Принудительным преобразованием 2-го рода является передача теплоты от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой. Подобные процессы осуществляются в холодильных установках и тепловых насосах.

Самопроизвольное преобразование 3-го рода происходит, например, при дросселировании.

Второе начало (второй закон) термодинамики, изучая особенности изменения качественных свойств энергии, устанавливает:

- направление, в котором может совершаться самопроизвольное превращение энергии, и меру *превратимости* энергии;

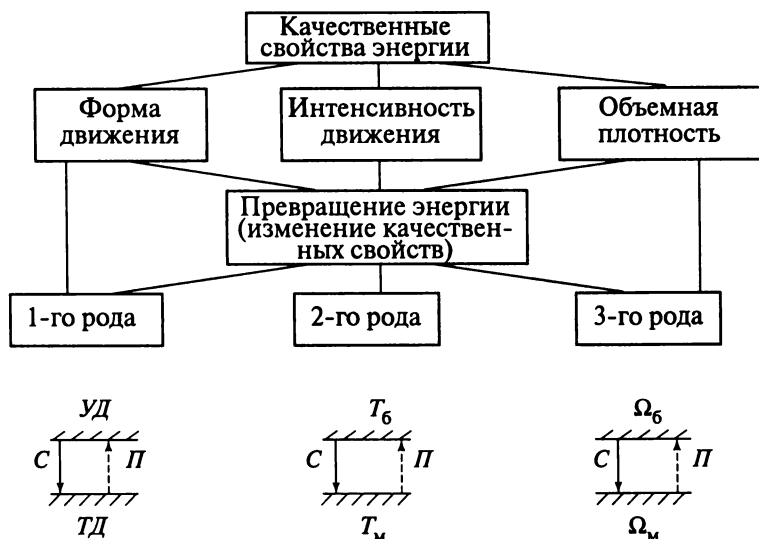


Рис. 1.8. Схема превращения энергии:

УД – упорядоченное движение; ТД – тепловое движение; $T_б$ и $T_м$ – соответственно большая и меньшая термодинамические температуры; P – потенциал интенсивности теплового движения; $\Omega_б, \Omega_м$ – соответственно большая и меньшая удельные плотности энергии поступательного движения; C, P – соответственно самопроизвольное и принудительное превращения энергии

- условия, при которых возможны принудительные превращения энергии, обратные *самопроизвольным*, и способы их осуществления;
- принципы, вызывающие рассеяние и обесценивание энергии, и методы их количественной оценки.

Если первый закон термодинамики характеризует количественную сторону процессов превращения энергии, то второй закон термодинамики устанавливает качественную сторону, направленность процессов, происходящих в физических системах.

Один из основоположников классической термодинамики Р. Клаузиус в 1850 г. дал такую формулировку второго закона термодинамики: «*Теплота не может сама собой переходить от более холодного тела к более нагретому*».

В общем случае может быть предложена следующая формулировка второго закона термодинамики.

Обязательным условием совершения несамопроизвольного процесса является одновременное протекание компенсирующего самопроизвольного процесса.

Так, для перехода теплоты от более холодного тела к более теплему необходимо протекание компенсирующего процесса совершения рабо-

ты над рабочим телом (для передачи теплоты от морозильной камеры холодильника к окружающему воздуху необходима затрата работы на привод компрессора, заставляющего циркулировать рабочее тело (холодильный агент) и превращение этой работы в теплоту.

Для совершения несамопроизвольного процесса преобразования теплоты Q_1 в работу L необходимо одновременное протекание компенсирующего самопроизвольного процесса — отвода части теплоты $|Q_2| = Q_1 - L$ от рабочего тела к теплоприемнику, обычно к окружающей среде.

Таким образом, в соответствии со вторым законом термодинамики даже в идеальном тепловом двигателе невозможно всю подведенную теплоту полностью преобразовать в работу, т.е. получить двигатель с коэффициентом полезного действия, равным единице (так называемый «вечный двигатель второго рода»):

$$\eta_i = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}. \quad (1.49)$$

Приведенное выражение для КПД также показывает, что для совершения кругового процесса или цикла необходимо иметь не менее двух источников тепла разной температуры.

В наиболее общем виде содержание второго закона термодинамики составляет широкое обобщение особенностей теплоты, проявляющихся при ее передаче и превращении. Особенности передачи и превращения теплоты характеризуются энтропией S , ее изменением, поэтому второй закон термодинамики может быть назван законом об энтропии.

Равенство $dq = Tds$ может быть названо *математическим выражением второго закона термодинамики для обратимых процессов*. Применительно к круговым процессам можно записать

$$\oint \frac{dq}{T} = 0.$$

Приведенный интеграл носит название *интеграла Клаузиуса*. Он является характеристикой любого обратимого цикла. *Интеграл Клаузиуса можно рассматривать как математическую формулировку второго закона термодинамики для обратимых циклов.*

Действительно, для того чтобы сумма членов вида dq/T равнялась нулю, необходимо иметь в цикле участки с подводом теплоты ($+dq$) и участки с ее отводом ($-dq$), т.е. этим самым утверждается невозможность осуществления цикла с одним источником тепла.

Если интеграл, взятый по замкнутому контуру, равен нулю, то подинтегральное выражение dq/T является полным дифференциалом некоторой функции, названной Клаузиусом энтропией.

Третье начало термодинамики. Одно из самых крупных и принципиальных открытий в термодинамике после классических исследований В. Томсона и Р. Клаузиуса было сделано в начале XX в. В. Нернстом, сформулировавшим в 1906 г. свою тепловую теорему, названную позднее третьим началом термодинамики. Эта теорема получила подтверждение в работе А. Эйнштейна о квантовой теории теплоемкости твердых тел и исследованиями М. Планка, производимыми в полном согласии со статистическими идеями Л. Больцмана.

Изучая поведение вещества (его теплофизических констант) при температурах, близких к абсолютному нулю, В. Нернст сформулировал принцип *недостижимости абсолютного нуля*.

Первоначально работы В. Нернста и его сотрудников были сконцентрированы на тщательных измерениях удельной теплоемкости твердых тел при низких температурах. Многочисленные опыты позволили первоначально сформулировать теорему: *«При низких температурах теплоемкости всех тел не только становятся очень малы, но даже стремятся к нулю»*.

Исследования М. Планка привели к формированию положения о том, что *«вблизи абсолютного нуля все процессы протекают без изменения энтропии»* — следствие из теоремы Нернста.

Закон Нернста независим от первых двух начал термодинамики, поэтому и был назван третьим началом термодинамики.

ГЛАВА 2

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

2.1. Постановка задачи исследования процессов.

Равновесные (обратимые) и неравновесные (необратимые) процессы

При изучении равновесных термодинамических процессов с идеальным газом возможно совместное решение уравнений состояния $p\nu = RT$ и первого закона термодинамики [см. (1.42), (1.43)] с учетом (1.25), (1.26):

$$dq = c_\nu dT + p d\nu = c_p dT - \nu dp.$$

При рассмотрении процессов необходимо:

- 1) найти уравнение процесса в координатах $p\nu$ и Ts ;
- 2) установить связь между термодинамическими параметрами;
- 3) определить количество теплоты, участвующее в процессе, изменение внутренней энергии и произведенную механическую работу и составить схему преобразования (трансформации) энергии.

В процессах могут изменяться одновременно или все параметры, или только некоторые из них.

К основным термодинамическим процессам относятся: *изохорный* – при постоянном объеме ($v = \text{const}$); *изобарный* – при постоянном давлении ($p = \text{const}$); *изотермический* – при постоянной температуре ($T = \text{const}$); *адиабатный*, протекающий без теплообмена с окружающей средой, с изменением всех параметров рабочего тела ($q = 0$).

Кроме перечисленных, существует большая группа процессов, в которых изменяются все параметры рабочего тела, подводится или отводится теплота, производится или затрачивается механическая работа. Эти процессы являются обобщающими и называются *политропными*.

Чтобы облегчить изучение термодинамических процессов с идеальным газом, теплоемкости принимают постоянными, не зависящими от температуры.

Состояние рабочего тела (или системы тел), при котором во всех точках занимаемого телом объема соответствующие параметры одинаковы, называется внутренне равновесным состоянием. Если при этом отсутствуют и побудительные причины для энергетических воздействий окружающей среды на тело, то тело находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой. При наличии каких-либо воздействий в зависимости от их силы термодинамический процесс может происходить равновесно или неравновесно.

Равновесным (идеализированным) называют термодинамический процесс, протекающий бесконечно медленно, в результате которого рабочее тело проходит через последовательный и непрерывный ряд равновесных состояний, бесконечно мало отличающихся друг от друга.

При механическом воздействии равновесный процесс должен протекать при бесконечно малой разнице потенциалов – давлений между рабочим телом и окружающей средой.

При тепловом воздействии термически обратимый процесс должен протекать при бесконечно малой разнице потенциалов – температур между рабочим телом и окружающей средой. Если условия протекания равновесного процесса нарушаются, то процесс протекает неравновесно.

С понятием «равновесный процесс» тесно связано понятие об обратимости процессов. Любой обратимый процесс является равновесным. Это означает, что при прямом и обратном ходах процесса рабочее тело и окружающая среда проходят через одни и те же промежуточные состояния.

В результате проведения обратимого процесса ни в системе тел, ни во внешней среде никаких остаточных изменений не будет.

Все неравновесные процессы являются необратимыми, поскольку протекают при конечных перепадах температур и давлений между рабочим телом и окружающей средой. Отсутствие равновесия в таких про-

цессах приводит к появлению вихревых движений, сопровождающихся потерей энергии на внутреннее трение.

Рассмотрение идеальных процессов позволяет использовать математический аппарат, сложив процессы в идеальные циклы, установить термодинамические пределы совершенства установок, а реальности учесть поправками на необратимость.

2.2. Термодинамические процессы с идеальным газом

Изохорный и изобарный процессы. Процесс при постоянном объеме называется изохорным.

Уравнение процесса в диаграмме $p\nu$: $\nu = \text{const}$ или $d\nu = 0$. На этой диаграмме процесс изображается прямой, параллельной оси ординат (рис. 2.1).

Примечание. Здесь и далее на рисунках обозначения со штрихом характеризуют обратные процессы.

Связь между параметрами на рис. 2.1 определяется из уравнения Клапейрона–Менделеева, имеющего для начального 1 и конечного 2 состояний соответственно вид $p_1\nu = RT_1$ и $p_2\nu = RT_2$ (здесь R – газовая постоянная), откуда

$$p_1/p_2 = T_1/T_2. \quad (2.1)$$

В изохорном процессе абсолютное давление изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре.

Из (1.41) при $d\nu = 0$ следует $dq_\nu = du = c_\nu dT$, т.е. вся сообщаемая рабочему телу теплота идет на изменение его внутренней энергии. Это же подтверждается графиком на рис. 2.1, где площадь под прямой процесса, выражающая работу, равна нулю.

Интегрируя последнее выражение при $c_\nu = \text{const}$, получаем

$$q_\nu = u_2 - u_1 = \Delta u = c_\nu(T_2 - T_1). \quad (2.2)$$

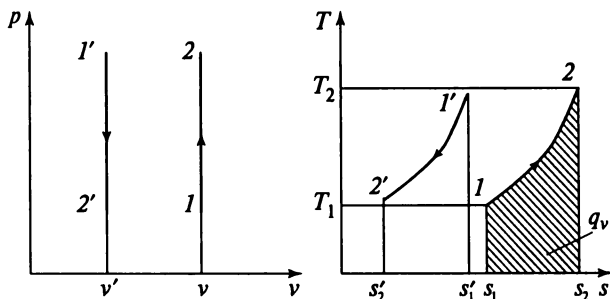


Рис. 2.1. Изохорный процесс

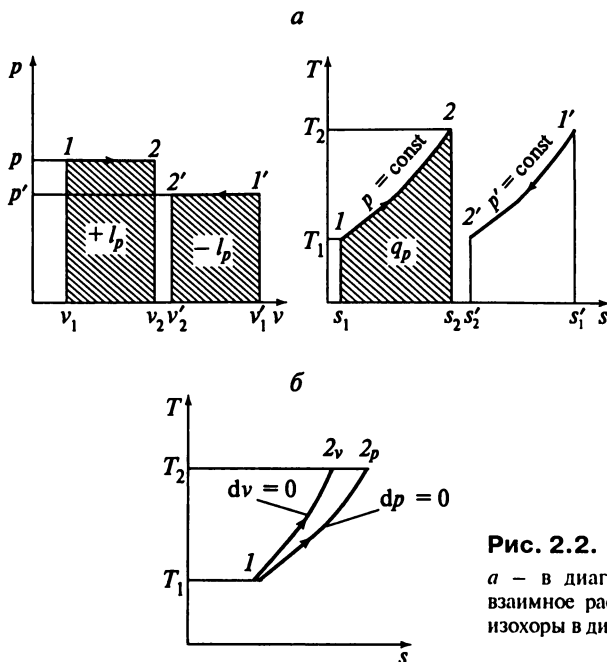


Рис. 2.2. Изобарный процесс:
а – в диаграммах $p-v$ и $T-s$; б –
взаимное расположение изобары и
изохоры в диаграмме $T-s$

Изменение энтальпии в изохорном процессе $i_2 - i_1 = \Delta i = c_p(T_2 - T_1)$.

Уравнение процесса в диаграмме $T-s$ выводим, интегрируя при $v = \text{const}$ соотношение

$$ds_v = \frac{dq_v}{T} = c_v \frac{dT}{T} \quad \text{или} \quad (s_2 - s_1)_v = \Delta s_v = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.3)$$

Изохора в диаграмме $T-s$ представляет собой логарифмическую кривую. Площадь под ней выражает подведенную в процессе теплоту или, что то же самое, изменение внутренней энергии рабочего тела.

Процесс при постоянном давлении называется изобарным.

Уравнение процесса в диаграмме $p-v$ $p = \text{const}$ или $dp = 0$. На диаграмме $p-v$ процесс изображается прямой, параллельной оси абсцисс (рис. 2.2, а). Связь между удельным объемом и температурой находится по уравнению состояния для двух точек: $p v_1 = R T_1$ и $p v_2 = R T_2$, откуда

$$v_1/v_2 = T_1/T_2. \quad (2.4)$$

В изобарном процессе объем газа изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре. В процессе при $p = \text{const}$ теплота расходуется на работу и изменение внутренней энергии.

Работа в процессе, отнесенная к массе 1 кг,

$$l_p = p \int_1^2 dv = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1), \quad (2.5a)$$

а для M кг газа

$$L = Mp(v_2 - v_1) = p(V_2 - V_1) = MR(T_2 - T_1). \quad (2.56)$$

На рис. 2.2 площадь под прямой процесса в системе координат $p\nu$ выражает механическую работу.

Изменение внутренней энергии в процессе рассчитывают по (2.2):

$$\Delta u = c_v(T_2 - T_1).$$

В изобарном процессе вся теплота расходуется на изменение энтальпии и определяется по формуле, вытекающей из (1.43):

$$q_p = \Delta i = c_p(T_2 - T_1). \quad (2.6)$$

Уравнение процесса в диаграмме Ts получают при $p = \text{const}$, интегрируя соотношение

$$ds_p = \frac{dq_p}{T} = c_p \frac{dT}{T} \quad \text{или} \quad (s_2 - s_1)_p = \Delta s_p = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.7)$$

Изобара, как и изохора, в диаграмме Ts (рис. 2.2, б) изображается логарифмической кривой, причем она проходит более полого, чем изохора, поскольку $c_p > c_v$. Площадь под изобарой на диаграмме Ts на рис. 2.2, а выражает теплоту q_p , которая равна изменению энтальпии Δi в процессе.

Схемы трансформации энергии в изохорном и изобарном процессах представлена на рис. 2.3.

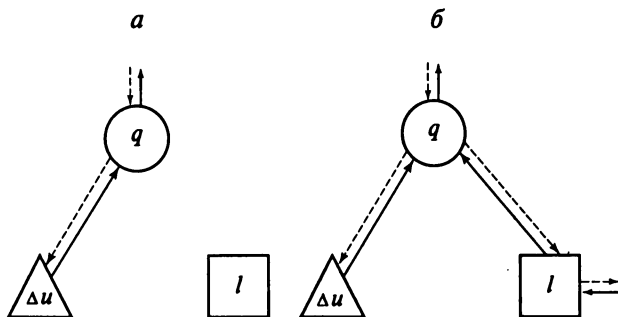


Рис. 2.3. Схемы трансформации энергии в изохорном (а) и изобарном (б) процессах:

q – теплота; l – работа; Δu – изменение внутренней энергии

Изотермический и изоэнтропный процессы. Процесс при постоянной температуре называется изотермическим.

Уравнение процесса в диаграмме $p\nu$ (рис. 2.4) может быть получено из уравнения состояния при $T = \text{const}$: $p_\nu = \text{const}$. Из него следует, что

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{\nu_2}{\nu_1}, \quad (2.8)$$

т.е. абсолютное давление в изотермическом процессе обратно пропорционально объему. Изотермы газа на диаграмме $p\nu$ изображаются равнобокими гиперболами, причем, чем выше температура, тем больше произведение $p\nu$ и, следовательно, дальше от центра координат расположена изотерма.

Так как в изотермическом процессе $dT = 0$, изменение внутренней энергии рабочего тела не происходит ($\Delta u = c_\nu \Delta T = 0$), и вся подведенная теплота расходуется на механическую работу.

Теплота

$$dq_\tau = dl_\tau \text{ или } q_\tau = l_\tau. \quad (2.9)$$

Работа в изотермическом процессе $l = \int_1^2 p d\nu$, так как $p = RT/\nu$ по-

лучим

$$l_\tau = RT \int_1^2 \frac{d\nu}{\nu} = RT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}. \quad (2.10a)$$

Для M кг рабочего тела (2.10) записывается так:

$$L_\tau = MRT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}. \quad (2.10б)$$

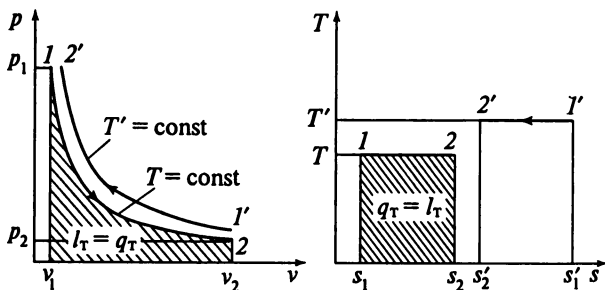


Рис. 2.4. Изотермический процесс

Заменяя в (2.10а) отношение объемов через отношение давлений и, учитывая, что $RT = p\nu$, получим еще ряд формул для 1 кг рабочего тела:

$$\begin{aligned} l_T &= RT \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 \nu_1 \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = p_2 \nu_2 \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = \\ &= p_1 \nu_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = p_2 \nu_2 \ln \frac{p_1}{p_2}. \end{aligned} \quad (2.10в)$$

Изменение энтальпии газа в процессе $T = \text{const}$ ($dT = 0$), $\Delta i = 0$, следовательно, она в изотермическом процессе не меняется. Из (1.19) видно, что теплоемкость в изотермическом процессе стремится к бесконечности, $C_T \rightarrow \infty$, т.е. как бы много ни сообщалось теплоты рабочему телу, температура его не повышается.

Уравнение процесса в диаграмме Ts : $T = \text{const}$ или $dT = 0$. Процесс на диаграмме изображается прямой, параллельной оси абсцисс. Площадь под прямой выражает теплоту:

$$q_T = T(s_2 - s_1). \quad (2.11)$$

Изменение энтропии в изотермическом процессе рассчитывается с учетом (2.10) и (2.11) как

$$(s_2 - s_1)_T = \frac{q_T}{T} = \frac{l_T}{T} = R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (2.12)$$

Адиабатный процесс, в котором не меняется тепловая координата, называется *изоэнтропным*. Адиабатный процесс – это процесс без подвода и отвода теплоты, т.е. $q = 0$ и $dq = 0$. В данном процессе изменяются все три параметра рабочего тела.

Выведем уравнение процесса в координатах $p\nu$, воспользовавшись уравнением первого закона термодинамики и уравнением состояния идеального газа.

Уравнение первого закона термодинамики (1.41) для адиабатного процесса записывается как $c_v dT + p d\nu = 0$.

Из продифференцированного уравнения состояния находим

$$dT = (p d\nu + \nu dp) / R.$$

Подставляя dT в приведенное выше уравнение и приводя подобные, получаем $c_v p d\nu + c_v \nu dp + R p d\nu = 0$; $(c_v + R) p d\nu + c_v \nu dp = 0$, но $c_v + R = c_p$, поэтому $c_p p d\nu + c_v \nu dp = 0$.

Разделив обе части этого равенства на c_v и обозначив $c_p/c_v = k$, получим $k p d\nu + \nu dp = 0$.

Отношение теплоемкостей называют *показателем адиабаты*. При постоянных теплоемкостях, не зависящих от изменения температуры, их отношение $k = \text{const}$.

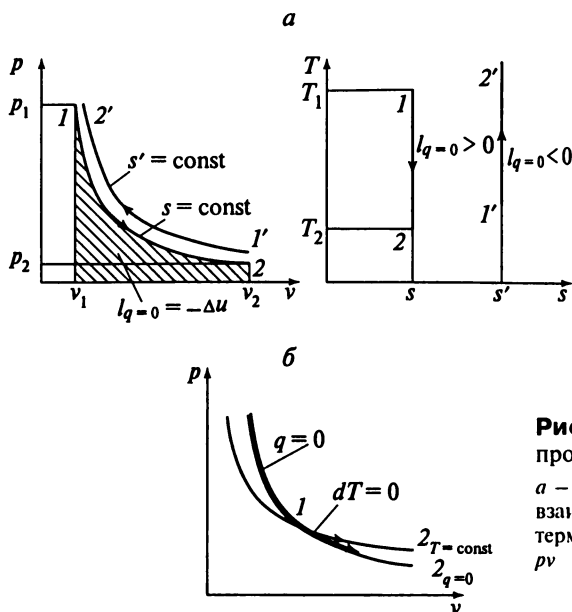


Рис. 2.5. Адиабатный процесс:

a – в диаграммах $p-v$ и $T-s$; b – взаимное расположение изотермы и адиабаты в диаграмме $p-v$

Разделив обе части уравнения на $p v$ и введя величину k , получим

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (2.13)$$

Выражение (2.13) является уравнением адиабатного процесса в дифференциальном виде. В последующем к этому выражению придется обращаться неоднократно.

После интегрирования имеем

$$k \ln v + \ln p = \text{const.}$$

Потенцируя последнее уравнение, находим уравнение адиабаты

$$p v^k = \text{const.} \quad (2.14)$$

Показатель адиабаты k при постоянных теплоемкостях зависит от атомности газов: для одноатомных $k = 1,67$; для двухатомных $k = 1,40$; для трех- и многоатомных $k = 1,33$.

Поскольку $k > 1$, то адиабаты относятся к неравнобоким гиперболом, и на диаграмме $p-v$ они проходят более круто, чем изотермы (рис. 2.5).

Соотношение между параметрами в адиабатном процессе можно получить из уравнения адиабаты, используя уравнение состояния идеального газа. Из уравнения адиабаты найдем соотношение между p и v

$$p_1/p_2 = (v_2/v_1)^k. \quad (2.15a)$$

Разделив почленно уравнение состояния для двух точек процесса, получим $p_1 v_1 / (p_2 v_2) = T_1 / T_2$.

Используя (2.15а), находим соотношение между T и v :

$$T_1 / T_2 = (v_2 / v_1)^{k-1}. \quad (2.15б)$$

Подобным же образом из (2.15) и (2.15а) установим связь между T и p :

$$p_1 / p_2 = (T_1 / T_2)^{k/(k-1)}. \quad (2.15в)$$

Для определения работы в адиабатном процессе воспользуемся уравнением первого закона термодинамики. Так как $dq = 0$, то $d_l = -du$.

Интегрируя это уравнение, получаем

$$l_{q=0} = u_1 - u_2. \quad (2.16а)$$

Из (2.16а) следует, что работа, производимая при адиабатном процессе расширения, совершается за счет уменьшения внутренней энергии рабочего тела, и, наоборот, затрачиваемая на сжатие, расходуется на увеличение запаса внутренней энергии рабочего тела.

Поскольку $u_1 - u_2 = c_v(T_1 - T_2)$, то $l_{q=0} = c_v(T_1 - T_2)$.

Преобразуем уравнение Майера $c_p = c_v + R$, разделив обе его части на c_v :

$$k - 1 = \frac{R}{c_v} \quad \text{и} \quad c_v = \frac{R}{k - 1}.$$

Подставив полученное выражение c_v в (2.16а), получим следующую формулу для определения работы:

$$l_{q=0} = \frac{R}{k - 1} (T_1 - T_2). \quad (2.16б)$$

Используя уравнение состояния, формулу для вычисления работы можно записать в следующем виде:

$$l_{q=0} = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{k - 1} (T_1 - T_2). \quad (2.16в)$$

Вынося за скобки $p_1 v_1$ и используя (2.15а), получаем

$$l_{q=0} = \frac{p_1 v_1}{k - 1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{1}{k - 1} R T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (2.16г)$$

Если в процессе участвует не 1 кг рабочего тела, а M кг, то значение работы, полученное по (2.16а)–(2.16г), необходимо умножить на величину M .

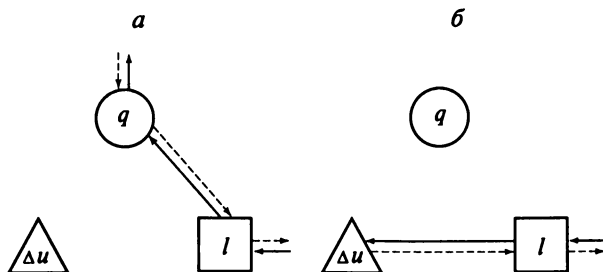


Рис. 2.6. Схемы трансформации энергии в изотермическом (а) и изоэнтропном (б) процессах

Изменение энтальпии в адиабатном процессе рассчитывают по (2.6). Поскольку в данном процессе $dq = 0$, то значение теплоемкости $c_{q=0} = 0$.

Уравнение адиабаты в диаграмме Ts получают из выражений

$$dq = Tds \text{ при } dq = 0; ds = 0 \text{ или } s = \text{const},$$

т.е. адиабатный процесс одновременно является и изоэнтропным. Адиабатный процесс на диаграмме Ts изображается прямой, параллельной оси ординат (см. рис. 2.5).

Схемы трансформации энергии в изотермическом и изоэнтропном процессах представлены на рис. 2.6.

Политропные процессы. Политропными называют процессы, протекающие при постоянной теплоемкости $c = \text{const}$.

Ранее были рассмотрены простейшие процессы, в которых один из параметров состояния (p , v , T и s) оставался постоянным. В общем же случае при процессах, протекающих в тепловых двигателях с подводом или отводом теплоты, изменяются все параметры состояния.

Выведем уравнение для такого общего процесса, воспользовавшись уравнением первого закона термодинамики: $cdT = c_v dT + pdv$ или $(c - c_v)dT - pdv = 0$.

Подставляя в это уравнение значение dT из продифференцированного уравнения состояния, получаем

$$cpdv + cvdp - c_v pdv - c_v vdp - Rpdv = 0.$$

После приведения подобных с учетом формулы Майера получим

$$(c - c_p)pdv + (c - c_v)vdp = 0.$$

Разделив обе части полученного равенства на $(c - c_v)pv$ и обозначив

$$(c - c_p)/(c - c_v) = n, \quad (2.17)$$

будем иметь

$$n \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (2.18a)$$

После интегрирования и потенцирования

$$pv^n = \text{const}. \quad (2.18б)$$

Уравнение (2.18б) является искомым уравнением общего термодинамического процесса, называемого *политропным*. Величину n в этом уравнении называют *показателем политропы*.

Таким образом, *политропным называют процесс с произвольным подводом или отводом тепла, подчиняющийся уравнению $pv^n = \text{const}$.*

Политропных процессов может быть бесконечное множество, у каждого из которых будет свое значение n . Оно может быть произвольным в пределах $\pm\infty$, но постоянным в рассматриваемом процессе.

При некоторых частных значениях n уравнение $pv^n = \text{const}$ превращается в уравнение рассмотренных четырех простых процессов:

$$n = k \rightarrow pv^k = \text{const} \text{ (адиабатный);}$$

$$n = 1 \rightarrow pv = \text{const} \text{ (изотермический);}$$

$$n = 0 \rightarrow p = \text{const} \text{ (изобарный);}$$

$$n \rightarrow \pm\infty \rightarrow v = \text{const} \text{ (изохорный).}$$

Внешнее сходство уравнения политропы с уравнением адиабаты позволяет использовать формулы, полученные из уравнения адиабаты, для политропных процессов с заменой в них k на n . Зависимости между параметрами состояния в политропном процессе выражаются следующими формулами:

$$p_1/p_2 = (v_2/v_1)^n; \quad (2.19a)$$

$$T_1/T_2 = (v_2/v_1)^{n-1}; \quad (2.19б)$$

$$p_1/p_2 = (T_1/T_2)^{n/(n-1)}. \quad (2.19в)$$

Формулы для работы в политропном процессе аналогичны (2.16б)–(2.16г), выведенным для адиабатного процесса:

$$l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2); \quad (2.20a)$$

$$l = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}; \quad (2.20б)$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right]. \quad (2.20в)$$

Изменение внутренней энергии и энтальпии в политропном процессе рассчитывается соответственно по (2.2) и (2.6).

Значение теплоемкости в политропном процессе может быть найдено с помощью (2.17):

$$c = c_v \frac{n-k}{n-l}. \quad (2.21)$$

Из (2.21) следует, что теплоемкость политропного процесса зависит от свойств рабочего тела и показателя политропы n .

Количество теплоты, участвующей в политропном процессе,

$$dq = cdT = c_v \frac{n-k}{n-l} dT.$$

Интегрируя это выражение, получаем:

$$q = c_v \frac{n-k}{n-l} (T_2 - T_1). \quad (2.22)$$

Все политропные процессы в зависимости от показателя могут быть разделены на три группы: I группа $\rightarrow 0 < n < 1$; II группа $\rightarrow 1 < n < k$; III группа $\rightarrow n > k$.

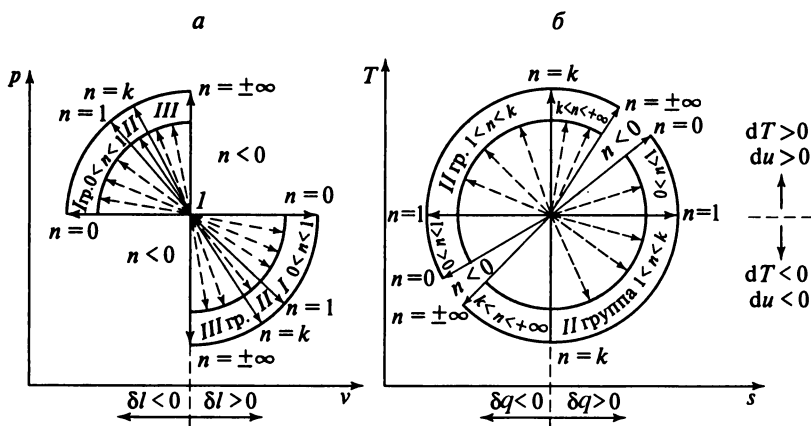


Рис. 2.7. Взаимное расположение политроп в диаграммах $p-v$ (а) и $T-s$ (б)

Взаимное расположение политроп расширения и сжатия с различными значениями n , проходящими через точку I , на диаграмме pV приведено на рис. 2.7, а.

Уравнение политропного процесса в диаграмме Ts получим, если подставим в формулу для ds значение dq из (2.21):

$$ds = c \frac{dT}{T} = c_v \frac{n-k}{n-1} \frac{dT}{T}.$$

Интегрируя это уравнение, найдем

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.23)$$

Взаимное расположение политроп с различными значениями n , проходящими через точку I , на диаграмме Ts дано на рис. 2.7, б.

Исследование политропных процессов. Доля теплоты, расходуемой в политропном процессе на изменение внутренней энергии,

$$x = \Delta u / q = c_v \Delta T / (c \Delta T) = (n-1)/(n-k), \quad (2.24)$$

а доля теплоты, расходуемой на механическую работу,

$$\frac{l}{q} = 1 - x = \frac{k-l}{k-n}. \quad (2.25)$$

Зная эти соотношения и показатель n , можно составить баланс энергии в процессе.

Политропные процессы можно исследовать графически с помощью диаграмм pV и Ts и аналитически по формулам, приведенным ранее. При графическом исследовании всю координатную плоскость pV и Ts разбивают на области по признаку знака у величин l , q и Δu (см. рис. 2.7). Любой процесс, идущий вправо от изохоры, является процессом расширения, а влево – процессом сжатия. Все процессы, идущие вправо от адиабаты, сопровождаются подводом теплоты, а влево от нее – отводом теплоты. Процессы, идущие вверх по отношению к изотерме, характеризуются повышением температуры, а следовательно, и внутренней энергии, а вниз – уменьшением температуры и внутренней энергии.

При исследовании политропных процессов задаются: показатель политропы n , показатель адиабаты k , характеризующий свойства рабочего тела, и указывается, происходит ли процесс расширения ($dv > 0$) или сжатия ($dv < 0$). Кривую исследуемого процесса наносят в соответствующей области диаграмм pV и Ts ; с диаграмм снимают показания по параметрам, определяют знаки величин l , q и Δu и составляют схему энергетического баланса.

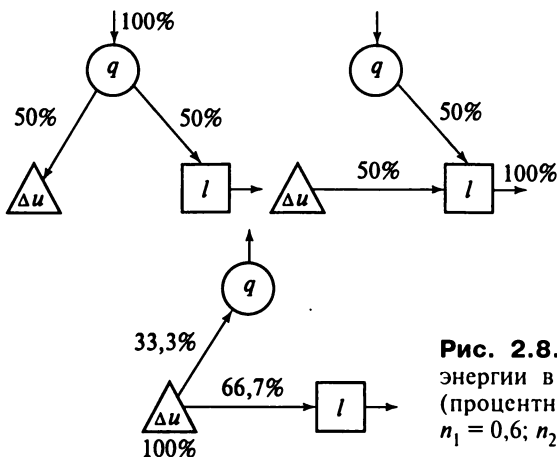


Рис. 2.8. Схемы трансформации энергии в политропных процессах (процентные соотношения: при $n_1 = 0,6$; $n_2 = 1,2$; $n_3 = 1,6$; $k = 1,4$)

Рассмотрим графическое исследование политропных процессов.

I группа политроп $0 < n < 1$. По диаграммам на рис. 2.7 в процессе расширения получаем: $dp < 0$; $ds > 0$; $dT > 0$. Теплота $dq = Tds > 0$; работа $dl = pdv > 0$; внутренняя энергия $du = c_v dT > 0$; $c > 0$.

II группа политроп $1 < n < k$ и $dv > 0$; $dp < 0$; $dT < 0$; $ds > 0$. Теплота $dq = Tds > 0$; работа $dl = pdv > 0$; внутренняя энергия газа $du = c_v dT < 0$. Так как $dq > 0$, и $dT < 0$, то $c dq/dT < 0$.

III группа политроп $n > k$ и $dv > 0$; $dp < 0$; $dT < 0$; $ds < 0$. Теплота $dq = Tds < 0$; работа $dl = pdv > 0$; внутренняя энергия $du = c_v dT < 0$; теплоемкость $c > 0$.

Схемы преобразования энергии в рассмотренных политропных процессах расширения показаны на рис. 2.8. В процессах сжатия знаки составляющих и направление преобразования энергии изменяются в обратном направлении. Если задан показатель политропы, то может быть найдено процентное соотношение между составляющими энергетического баланса.

Рассмотрим примеры процессов расширения воздуха при показателях политропы $n_1 = 0,6$; $n_2 = 1,2$; $n_3 = 1,6$.

Для воздуха показатель адиабаты $k = 1,4$.

Доля теплоты, участвующей в процессе, идущая на изменение внутренней энергии $x_1 = (n - 1)/(n - k) = (0,6 - 1)/(0,6 - 1,4) = -0,4/-0,8 = 0,5$; $x_2 = (1,2 - 1)/(1,2 - 1,4) = 0,2/-0,2 = -1$; $x_3 = (1,6 - 1)/(1,6 - 1,4) = 0,6/0,2 = 3$.

Подставляем вычисленные значения в формулу первого начала термодинамики, представив ее в виде отношений:

$$q = \Delta u + l; q/q = \Delta u/q + l/q; 1 = x + (1 - x).$$

Тогда для процесса с $n_1 = 0,6$ получаем баланс энергии в виде $1 = 0,5 + 0,5$, т.е. теплота, подводимая к рабочему телу, на 50% преобразуется в работу тела над средой, а на 50% — в увеличение внутренней энергии тела.

При $n_2 = 1,2$ получаем $1 = -1 + 2$, работа тела над средой на 50% производится за счет подводимой к телу теплоты и на 50% — за счет уменьшения внутренней энергии тела.

При $n_3 = 1,6$ получаем $1 = 3 - 2$ — внутренняя энергия тела уменьшается на 33,3% за счет отвода теплоты, и на 66,7% — за счет производства телом работы над средой.

Применение уравнения политропы к исследованию действительных процессов. Для исследования действительных процессов сжатия и расширения, протекающих в энергетических установках, эти процессы заменяют близкими к ним политропами. Подобная замена позволяет использовать весь математический аппарат термодинамического исследования.

Применяя представление индигированных реальных процессов в логарифмической системе координат (логарифмическую анаморфозу), действительную кривую линию заменяют прямой. Политропа в этой системе координат выражается прямой $\ln p + n \ln v = c_1$ с угловым коэффициентом, равным показателю политропы n (рис. 2.9), определяемым как $n = \operatorname{tg} \alpha$, где α — острый угол, образованный прямой процесса с осью абсцисс.

Приблизненно показатель политропы

$$n = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg v_2 - \lg v_1} = \frac{\lg(p_1/p_2)}{\lg(v_2/v_1)}. \quad (2.26)$$

В целях повышения точности индикаторная линия может быть заменена рядом отрезков ломаной линии, для каждого из которых определяется свой показатель политропы.

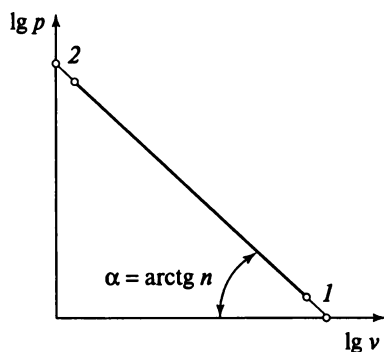


Рис. 2.9. Политропный процесс

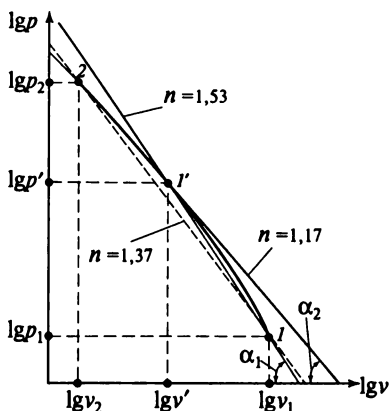


Рис. 2.10. Действительная кривая сжатия

На рис. 2.10 показана кривая сжатия $1 - 1' - 2$, полученная при испытаниях ДВС. Участки $1 - 1'$ и $1' - 2$ кривой с достаточной степенью приближения могут быть заменены отрезками прямых, образующих углы α_1 и α_2 с осью абсцисс. Измерением определено: $\operatorname{tg} \alpha_1 = 1,53$ и $\operatorname{tg} \alpha_2 = 1,17$.

Таким образом, действительная кривая сжатия может быть заменена на участке от p_1 до p' политропой $pv^{1,53} = \text{const}$, а на участке от p' до p_2 — политропой $pv^{1,17} = \text{const}$.

Если возможна меньшая точность расчетов, то вся кривая может быть заменена одной политропой $pv^{1,37} = \text{const}$, проходящей через начальную и конечную точки процесса.

Анализ процессов позволяет установить, что в начале ($n = 1,53 > k$) к сжимаемому газу подводится теплота (газ нагревается от стенок цилиндра), а в конце процесса ($n = 1,17 < k$) происходит отвод теплоты от газа к стенкам.

Если разделить кривую сжатия на большее число участков, то можно уточнить характер действительного процесса и количественно оценить явления теплообмена. Наоборот, при замене действительного процесса одной политропой сохраняется лишь приблизительное соотношение между параметрами. Это позволяет определить с известной степенью точности конечные или промежуточные параметры, но при этом теряется возможность установить истинное направление теплообмена.

2.3. Термодинамические процессы с водяным паром

Термодинамические свойства жидкости и пара. Термодинамические процессы, в которых не происходит изменение агрегатного состояния рабочего тела или его природы в результате протекания химических реакций, можно назвать простыми процессами, а конечные равновесные состояния, к кото-

рым приходит система, — статическим состоянием равновесия.

В системах (называемых сложными системами), где идут процессы плавления, сублимации, испарения, протекают химические реакции, конечное равновесное состояние называется динамическим, подвижным равновесием.

В цилиндре, изолированном от окружающей среды (рис. 2.11), поддерживается постоянная температура, равная температуре кипения (или насыщения) при данном давлении. Видимых изменений в системе не происходит, однако в действительности из жидкости все время вылетают молекулы в паровое пространство, и такое же количество молекул возвращается обратно в жидкость. Процесс испарения сопровождается процессом конденсации. Система находится в динамическом равновесии. Для сохранения такого равновесия не должно происходить ни полного испарения, ни полной конденсации. В противном случае система перейдет из сложной в простую, а состояние равновесия окажется статическим.

Систему, химический состав и физические свойства которой во всех ее частях одинаковы, называют *гомогенной*. Примером гомогенной системы является воздух, представляющий собой смесь ряда газов.

Гетерогенной называется система, состоящая из двух или более различных фаз — гомогенных областей, отделенных друг от друга поверхностью раздела, при переходе через которую скачкообразно меняется химический состав или физические свойства веществ. Примером гетерогенной системы может служить вода с плавающим льдом.

Гомогенная система и каждая фаза гетерогенной системы могут состоять из одного или нескольких чистых веществ. Системы, состоящие из нескольких веществ, называются раствором или смесью. Все чистые вещества и растворы могут находиться в трех агрегатных состояниях: газообразном, жидком и твердом.

В простых системах могут протекать частные процессы при постоянстве одного параметра. Например, в изотермическом процессе меняются объем и давление.

В сложных системах процессы протекают при постоянстве двух параметров. Например, процесс испарения происходит обычно при $p = \text{const}$ и $T = \text{const}$. При протекании химической реакции в сосуде $v = \text{const}$ при $T = \text{const}$ надо подводить теплоту (эндотермические реакции) или отводить теплоту (экзотермические реакции).

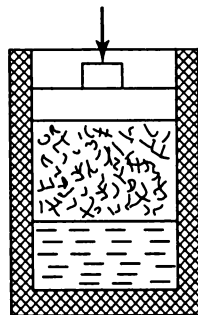


Рис. 2.11. Состояние динамического равновесия

Фазовым переходом называется переход вещества из одной фазы в другую, сосуществующую с первой, в том числе с изменением агрегатного состояния. При этих превращениях скачком меняется плотность $\rho = 1/v$; превращения сопровождаются тепловым эффектом – имеют скрытую теплоту фазового превращения. Например, при переходе вещества из жидкой фазы в газообразную теплота фазового перехода тратится как на работу расширения, так и на преодоление сил межмолекулярного взаимодействия, на разрушение ассоциированных комплексов молекул ($q = \Delta u + l$).

При плавлении или сублимации теплота фазового перехода тратится на разрушение кристаллической решетки.

В паросиловых и холодильных установках рабочим телом являются соответственно водяной пар и пары различных низкокипящих хладагентов (аммиака, фреона и т.д.), которые при давлениях и температурах, применяемых в них, не могут быть отнесены к идеальным газам. При этих параметрах становится существенным влияние в указанных рабочих телах сил взаимодействия между молекулами и собственного объема молекул. Расчеты, выполненные для таких реальных газов по уравнению состояния Клапейрона – Менделеева, приводят к большим погрешностям.

Уравнение состояния реального газа, учитывающее влияние сил взаимодействия между молекулами и их собственный объем, впервые было получено Я.Д. Ван-дер-Ваальсом:

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT. \quad (2.27)$$

Как указывалось ранее, в (2.27) отношение a/v^2 учитывает влияние сил притяжения между молекулами на внутреннее давление газа. Величина b является собственным объемом молекул и представляет собой предельный объем, до которого можно сжать 1 кг газа.

Коэффициенты a и b для каждого газа имеют свое определенное постоянное значение. Уравнение Ван-дер-Ваальса дает качественно правильную картину поведения реального газа, однако при больших плотностях наблюдается значительное отклонение от данных, полученных опытным путем. Уравнение Ван-дер-Ваальса было получено на основании молекулярно-кинетической теории газов и не учитывало возможные ассоциации и диссоциации молекул реального газа.

Согласно теории М.П. Вукаловича и И.И. Новикова, в реальном газе происходят ассоциации отдельных молекул в комплексы, состоящие из двух, трех молекул и более, а также диссоциации этих комплексов на более простые соединения. Таким образом, реальный газ можно представить как газовую смесь, состоящую из различных комплексов. Чем более приближается реальный газ к линии сжижения, тем больше содержится в газовой смеси сложных комплексов.

Уравнение состояния реального газа, учитывающее ассоциацию молекул, предложенное М.П. Вукаловичем и И.И. Новиковым, записывается так:

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT \left(1 - \frac{A_1(T)}{v - b} - \frac{A_2(T)}{(v - b)^2} - \dots \right), \quad (2.28)$$

где a и b – постоянные, имеющие тот же смысл, что и постоянные в уравнении Ван-дер-Ваальса; $A_1(T)$, $A_2(T)$ – известные функции температуры.

Помимо уравнений состояния, предложенных Я.Д. Ван-дер-Ваальсом и М.П. Вукаловичем, существует большое число и других уравнений, имеющих различную степень точности.

На практике при расчетах уравнения состояния реального газа применяют редко, так как не обеспечивается требуемая точность, и расчет по ним очень трудоемок. Поэтому циклы, работающие на реальных газах, рассчитывают по соответствующим таблицам и диаграммам, построенным на основании экспериментальных данных.

Фазовая диаграмма, таблицы и диаграммы воды и водяного пара. При анализе фазовых равновесий и процессов фазовых переходов применяют правило фаз Гиббса, которое устанавливает связь между числом ψ независимых переменных, определяющих состояние термодинамической системы, находящейся в равновесии, числом фаз r и числом компонентов системы n :

$$\psi = n - r + 2. \quad (2.29a)$$

Так для чистого вещества ($n = 1$)

$$\psi = 3 - r. \quad (2.29б)$$

Отсюда следует, что в однофазной системе ($r = 1$) число независимых переменных параметров $\psi = 2$. Ими могут быть, например, p и T , а v является однозначной функцией двух первых.

Для чистого вещества при наличии двух фаз ($r = 2$) число независимых переменных $\psi = 1$. Ими могут быть p или T . Таким образом, можно сделать важный вывод: температура фазового перехода однозначно определяет собой все остальные термодинамические величины каждой из фаз: p_s , t' , t'' , s' , s'' , плотность ρ' и ρ'' и т.д.

Для однокомпонентной трехфазной системы ($r = 3$) $\psi = 0$. Это означает, что в однокомпонентной системе три фазы могут находиться в равновесии лишь при вполне определенных параметрах. Для воды эта точка, называемая тройной, находится при $t_F = 0,01$ °С и $p_F = 0,0006$ МПа.

Обычно принимают следующую классификацию точек фазового перехода:



Рис. 2.12. Фазовая диаграмма

- точка перехода «жидкость – пар» называется точкой кипения (она же точка конденсации);
- точка перехода «твердое тело – жидкость» называется точкой плавления (она же точка затвердевания);
- точка перехода «твердое тело – пар» называется точкой сублимации или возгонки.

Жидкую и твердую фазу иногда объединяют названием «конденсированная фаза». Пар, находящийся над конденсатом в состоянии равновесия системы «пар – конденсат», называется насыщенным, а его давление – давлением насыщения или упругостью насыщенного пара.

Совокупность точек фазового перехода образуют линии, разделяющие область возможных состояний вещества на три части, характеризующие твердую, жидкую и газообразную фазы (рис. 2.12).

Для расчетов в энергетике часто используется не вся фазовая диаграмма, а только ее часть, описывающая переход из жидкой фазы в газообразную и наоборот (рис. 2.13).

Начинаясь в тройной точке, кривая равновесия жидкой и газообразной фаз заканчивается в точке K , называемой *критической* (для H_2O да-

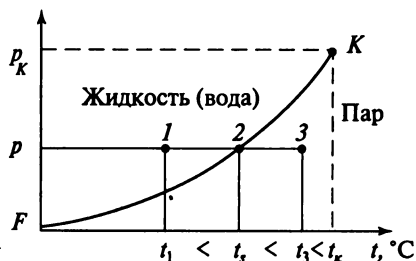


Рис. 2.13. Зависимость давления от температуры для воды и водяного пара



Рис. 2.14. Парообразование при постоянном давлении

вление $p_K = 22,129$ МПа; $t_K = 374$ °С). При значениях параметров, больших p_K и t_K , плотность пара в жидкости будет одного и того же порядка, поэтому за пределами точки K из-за однородности рабочего тела переход его из жидкого в парообразное состояние невозможен.

Каждому давлению соответствует строго определенная температура насыщения t_s , при которой в динамическом равновесии находится смесь кипящей жидкости и пара. Если $t_1 < t_s$, то жидкость *недогрета* до кипения, при $t_3 > t_s$ — *пар перегретый*. Если в ходе обратного процесса (конденсации) температура конденсата становится ниже t_s , то он называется *переохлажденным*.

Рассмотрим процесс парообразования в диаграмме $p-v$ (рис. 2.14).

Пусть в цилиндре со свободно движущимся поршнем находится 1 кг воды при температуре $t_1 = 0,01$ °С, удельном объеме V_F и давлении p_F (точка 1). Этим параметрам соответствует объем воды v_1 . Поскольку вода практически не сжимаема, то все ее состояния при различных давлениях и температуре 0 °С будут характеризоваться прямой, параллельной оси ординат с абсциссой $v_1 = v_F$. Эта прямая одновременно является изохорой (жидкость не сжимаемая) и изотермой (при 0 °С).

Во время подвода к воде теплоты при давлении p ее температура увеличится до температуры кипения t_s . Состоянию воды при температуре t_s на диаграмме $p-v$ соответствует точка 2. Удельный объем воды в данной точке v' . Если продолжать подвод теплоты к воде при том же давлении, то начнется процесс парообразования. Давление p и температура t_s воды и пара при этом остаются постоянными. Будет изменяться лишь соотношение между количеством пара и воды в цилиндре.

При испарении последней капли воды (точка 4) заканчивается процесс парообразования и образуется сухой насыщенный пар объемом v'' . На процесс собственного парообразования (2–4) расходуется теплота r , называемая *скрытой теплотой парообразования*.

Между точками 2 и 4 вода находится в двух фазах – жидкой и парообразной, при этом каждому состоянию соответствует вполне определенное соотношение между ними. Такая двухфазовая система называется *влажным насыщенным паром*. Отношение массы сухого пара к массе смеси, состоящей из сухого пара и воды, обозначается буквой x и называется *степенью сухости*:

$$x = \frac{M_{\text{п}}}{M_{\text{ж}} + M_{\text{п}}}. \quad (2.30)$$

Степень сухости пара изменяется от 0 до 1. Для воды при температуре кипения $x = 0$, а для сухого насыщенного пара $x = 1$.

Дальнейший подвод теплоты к сухому насыщенному пару приводит к увеличению его удельного объема v и температуры t (точка 5). Полученный пар называется *перегретым*. Таким образом, перегретый пар – это пар, имеющий температуру выше температуры кипения при данном давлении.

Если процесс парообразования проводить при иных давлениях (p_a , p_{a1} и т.д.), то соответственно находим ряд других точек (b , b_1 , d , d_1 и т.д.). Соединив эти точки, получим пограничные кривые, сходящиеся в критической точке K .

Линия FK на рис. 2.13, соединяющая точки, которые определяют состояние воды, нагретой до температуры кипения, называется *нижней пограничной кривой*. Она начинается в фундаментальной точке F , в которой энтальпию и энтропию условно принимают равными нулю. Линия $K-d_2-d_1-d-4$ на рис. 2.14, соединяющая точки, которые определяют состояние сухого насыщенного пара ($x = 1$), называется *верхней пограничной кривой*. Нижняя пограничная кривая отделяет область жидкости от области влажного пара, а верхняя – область влажного пара от перегретого.

В области влажного пара наносят семейство кривых постоянной степени сухости. Линии постоянной степени сухости ($x = \text{const}$) строят делением отрезков 2–4, $b-d$, b_1-d_1 на равные части и соединением точек, лежащих на них, плавными кривыми. Как уже указывалось, для водяного пара отсутствует простое и точное уравнение состояния, по которому можно было бы найти его параметры. Поэтому все расчеты с ним производят по таблицам, составленным на основании экспериментальных данных.

Поскольку процесс парообразования протекает при постоянном давлении и температуре, таблицы насыщенного пара составляют по давлению и температуре, таблицы насыщенного пара составляют по давлению и температуре, таблицы насыщенного пара составляют по давлению и температуре.

нию или температуре насыщения. Если известна одна из этих величин, по таблице определяют остальные параметры воды при температуре кипения (v', i', s') и сухого насыщенного пара (v'', i'', s''). Значение внутренней энергии в данном случае определяют по формуле $u = i - pv$.

Для влажного пара таблиц не существует, поэтому его параметры находят по формулам:

$$v_x = v' + (v'' - v')x \approx v''x; \quad (2.31)$$

$$i_x = i' + (i'' - i')x \approx i''x; \quad (2.32)$$

$$s_x = s' + (s'' - s')x \approx s''x. \quad (2.33)$$

Параметры на верхней пограничной кривой в термодинамике обозначают двумя штрихами, а на нижней пограничной кривой — одним.

В таблицах насыщенного пара, помимо перечисленных параметров, приводят также значения скрытой теплоты парообразования $r = i'' - i'$. С учетом этой величины (2.32) можно записать так:

$$i_x = i' + rx.$$

Количество теплоты, кДж/кг, расходуемой на изобарный подогрев воды от 0°C до температуры кипения, рассчитывают по одной из следующих формул:

$$q = c_p(t_s - t_0) = 4,19t_s, \quad (2.34)$$

$$q = i' - i_0,$$

где i' — энтальпия воды при температуре кипения (точка a'); i_0 — энтальпия воды при 0°C и давлении p_a (точка a_0).

В области средних давлений величина i_0 по сравнению с i' составляет 0,5%, и ею можно пренебречь.

Количество теплоты, затрачиваемой на собственно процесс парообразования

$$r = i'' - i'.$$

Применяя первый закон термодинамики к процессу парообразования, получаем

$$r = u'' - u' + p(v'' - v') = p + \psi. \quad (2.35)$$

Разность внутренней энергии $u'' - u'$ обозначают p и называют *внутренней теплотой парообразования*, которая расходуется на преодоление сил взаимного притяжения молекул без увеличения их кинетической энергии. Таким образом, прирост внутренней энергии в процессе парообразования вызван ростом потенциальной энергии положения молекул

вследствие увеличения удельного объема пара ($v'' > v'$). Работу в процессе парообразования $p(v'' > v')$ обозначают ψ и называют *внешней теплотой парообразования*. Эта теплота затрачивается на работу против внешних сил при изменении объема от v' до v'' .

Пар в паросиловых установках перегревается в пароперегревателе при постоянном давлении. Его параметры (v, i, s) определяют по таблицам перегретого пара в зависимости от температуры и давления.

Количество теплоты, затрачиваемой на изобарный перегрев пара,

$$q_{\text{пп}} = \bar{c}_p(t - t_s);$$

$$q_{\text{пп}} = i - i'', \quad (2.36)$$

где $\bar{c}_p$ – средняя теплоемкость пара, кДж/(кг·К), при давлении p и температуре от t_s до t ; t – температура перегретого пара, °С; i – энтальпия перегретого пара, кДж/кг.

Работа расширения пара при перегреве

$$l = p(v - v''). \quad (2.37)$$

На рис. 2.14 в диаграмме pv показана работа расширения при нагревании воды, парообразовании и перегреве пара.

Расчеты параметров и процессов с водяным паром можно производить, помимо таблиц, также по диаграммам состояния водяного пара Ts и is . По ним легко определить начальные, конечные и промежуточные параметры пара в различных термодинамических процессах.

Диаграмму Ts (рис. 2.15, а) строят на основании таблиц водяного пара. На нее наносят нижнюю и верхнюю пограничные кривые. Нижняя пограничная кривая начинается в фундаментальной точке F , расположенной на оси температур при $T_F = 273$ К. Теплоемкость водяного пара на верхней пограничной кривой отрицательная. Линия постоянной степени сухости так же, как и на диаграмме pv , начинается в критической точке K . Изобары в области жидкости вплоть до состояний, близких к критическим, практически совпадают с нижней пограничной кривой (линия $F - a'$). В области влажного пара они совпадают с изотермами и представляют собой линии, параллельные оси энтропии (линия $a' - a''$), а в области перегретого пара имеют характер, близкий к логарифмическим кривым (линия $a'' - 1$). Чем дальше состояние перегретого пара от линии насыщения, тем ближе изобара к логарифмическим кривым, поскольку по своим свойствам пар приближается к идеальному газу.

Изохоры в области влажного и перегретого пара имеют характер логарифмических кривых, но более крутых, чем изобары перегретого пара.

Площадь под линией процесса на диаграмме Ts выражает собой теплоту. Диаграмму используют для анализа циклов тепловых двигателей.

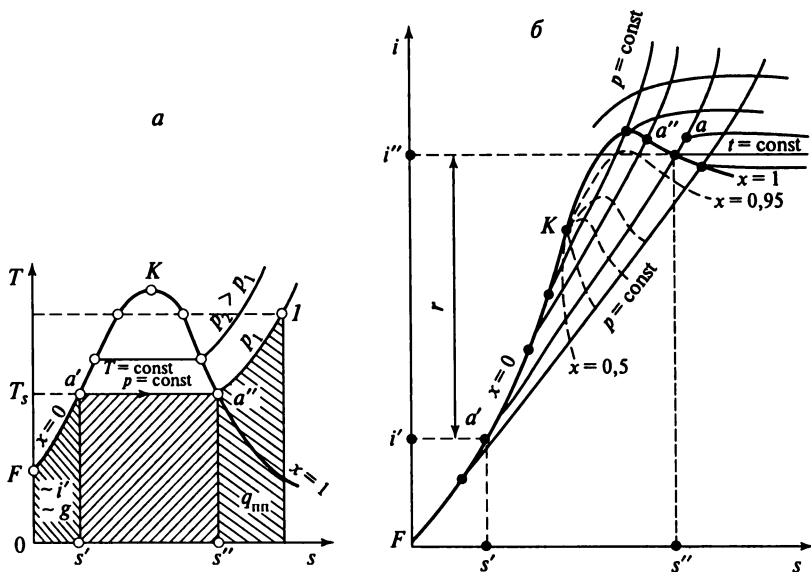


Рис. 2.15. Схема процесса парообразования:

a – в Ts -координатах; *б* – в pv -координатах

Теплота жидкости q , теплота парообразования r и теплота перегрева $q_{п.п}$ численно равны площадям под изобарами $F - a'$, $a' - a''$ и $a'' - 1$.

Диаграмму is (рис. 2.15, б) так же, как и диаграмму Ts , строят на основании таблицы водяного пара. Нижняя пограничная кривая на ней начинается в фундаментальной точке F ($s_F = 0$, $i_F = 0$). Критическая точка K на этой диаграмме находится на левом склоне пограничных кривых.

На диаграмме нанесены изобары, изотермы, изохоры, а в области влажного пара – линии постоянной сухости пара. В области влажного пара изобары и изотермы совпадают и изображаются прямыми линиями. В области перегретого пара изобары изображаются логарифмическими кривыми, а изотермы стремятся выйти на горизонталь.

Изохоры на диаграмме is также являются логарифмическими кривыми, но более крутыми, чем изобары в области перегретого пара.

Обычно используемая для расчетов диаграмма is охватывает не всю область насыщения, а только ее часть вблизи верхней пограничной кривой. Поэтому все расчеты при $x < 0,65$ производят по таблице водяного пара.

С помощью диаграммы is решаются многие практические задачи с парами. Теплота на ней изображается линейными отрезками, а не площадями, как на диаграмме Ts , что упрощает расчеты.

Основные процессы с водяным паром. Отсутствие практически удобного уравнения состояния пара вызывает необходимость использовать об-

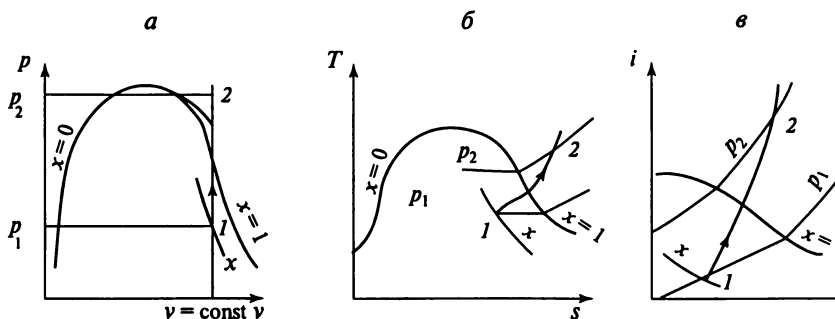


Рис. 2.16. Изохорный процесс

шие зависимости термодинамики, не связанные с уравнением состояния. Такими зависимостями для обратимых изменений состояния являются:

первое начало термодинамики $q = u_2 - u_1 + l$,

где $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$, или $q = i_2 - i_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp$;

второе начало термодинамики $ds = dq/T$;

математическое понятие энтальпии $i = u + pv$.

Связь между термодинамическими параметрами после задания условий протекания процесса ($v = \text{const}$; $p = \text{const}$ и т.д.) устанавливается с помощью таблиц или диаграмм водяного пара.

Рассмотрим вывод формул для подсчета теплоты, работы и изменения внутренней энергии, а также иллюстрацию в осях pv , Ts и is для следующих частных процессов.

Изохорный процесс ($v = \text{const}$ или $dv = 0$) представлен на рис. 2.16.

Для изохорного процесса работа изменения объема $l_p = l_{1-2} = 0$.

Теплота, участвующая в процессе, $q_p = q_{1-2} = u_2 - u_1$.

Используя формулу $i = u + pv$, получим

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 - v(p_2 - p_1). \quad (2.38)$$

Изобарный процесс ($p = \text{const}$ или $dp = 0$) представлен на рис. 2.17.

Теплота, участвующая в процессе,

$$q_{1-2} = i_2 - i_1; \quad (2.39)$$

работа изменения объема

$$l_{1-2} = p(v_2 - v_1); \quad (2.40)$$

изменение внутренней энергии

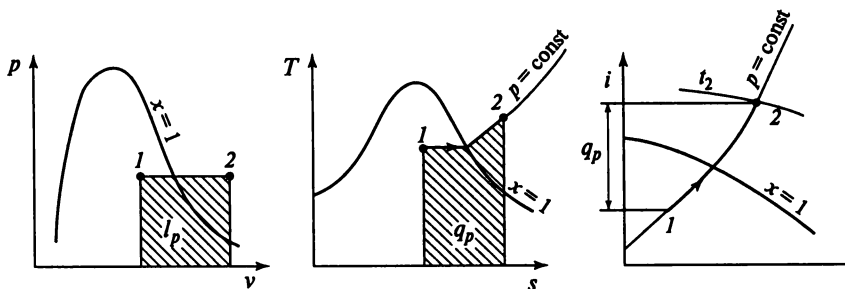


Рис. 2.17. Изобарный процесс

$$\Delta u = u_2 - u_1 = q - l = i_2 - i_1 - p(v_2 - v_1).$$

Если процесс протекает в области влажного пара, где изобарный процесс одновременно является и изотермическим, то можно воспользоваться и следующей формулой:

$$q = T(s_2 - s_1) = r(x_2 - x_1). \quad (2.41)$$

Изотермический процесс ($T = \text{const}$ или $dT = 0$) лишь в области влажного пара совпадает с изобарным. Их взаимное положение в координатах p - v , T - s и i - s представлено на рис. 2.18.

Теплота, участвующая в процессе,

$$q_{1-2} = T(s_2 - s_1); \quad (2.42)$$

изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1); \quad (2.43)$$

работа изменения объема $l = q - \Delta u$.

Изотропный (адиабатный) процесс ($s = \text{const}$ или $ds = 0$) представлен на рис. 2.19.

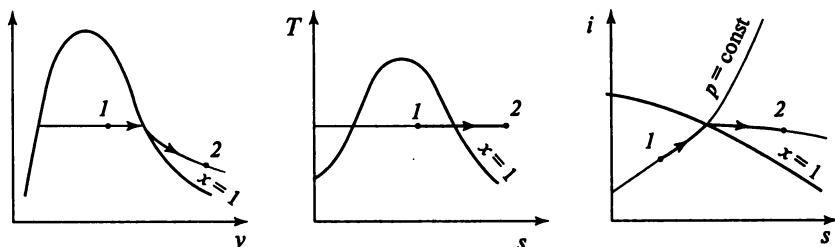


Рис. 2.18. Изотермический процесс

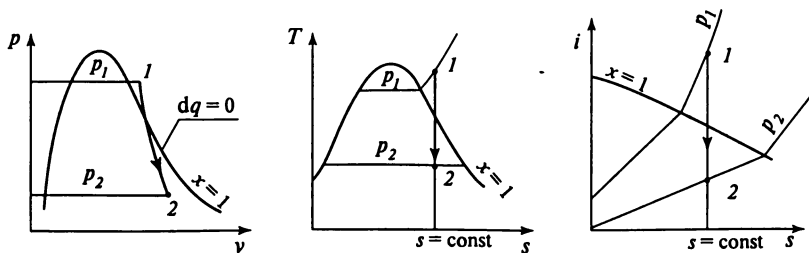


Рис. 2.19. Изоэнтропный (адиабатный) процесс

Для адиабатного (без теплообмена) процесса $dq = 0$ и $dl = -du$, следовательно,

$$l = -\Delta u = i_1 - i_2 - (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (2.44)$$

Адиабатный процесс изменения состояния пара может быть приближенно описан эмпирическим уравнением $p v^k = \text{const}$. Для влажного пара с начальным паросодержанием x_1 показатель адиабаты $k = 1,035 + 0,1x_1$.

Таким образом, для сухого пара ($x = 1$) показатель адиабаты $k = 1,135$. Для перегретого пара опытным путем установлено значение $k = 1,3$. Это значение достаточно близко к действительному лишь при давлении пара не выше 4 МПа.

Следует иметь в виду, что этот показатель не равен отношению c_p/c_v (что справедливо для идеального газа), а является только эмпирическим показателем степени.

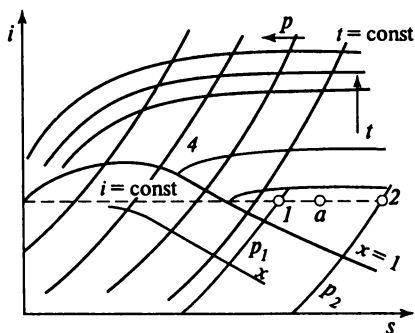
Процесс *дросселирования* – это термодинамический процесс неравновесного расширения газа, пара или жидкости, происходящий без производства работы над внешней средой.

Если пренебречь изменением кинетической энергии потока пара до и после прохождения его через дросселирующее устройство, то процесс адиабатного дросселирования выразится уравнением $di = 0$ или $i_2 = i_1$, что означает, что конечная удельная энтальпия равна начальной. Это следует из уравнения первого начала термодинамики для потока: $dq = di + d l_{\text{пот}}$, где $dq = 0$ при адиабатном дросселировании; $d l_{\text{пот}} = 0$, так как нет ни работы истечения, ни отдачи вовне технической работы.

Следовательно, процесс адиабатного дросселирования – это процесс при постоянной удельной энтальпии (изоэнтальпный).

Наиболее просто и наглядно этот процесс иллюстрируется в диаграмме is (рис. 2.20). В области низких давлений (правая часть диаграммы) изоэнтальпа практически совпадает с изотермой. В области высоких давлений линия $i = \text{const}$ пересекает изотермы, и в процессе дросселирования пара температура перегретого пара значительно снижается (охлаждающий эффект Джоуля–Томсона).

Рис. 2.20. Процесс дросселирования



Процесс дросселирования принадлежит к ярко выраженным неравновесным процессам, так как течение потока пара в этом случае может происходить только в область пониженного давления. При прохождении через дроссельный орган скорость струи резко возрастает, а затем в свободном сечении трубопровода за дросселем вновь принимает прежнее значение. Кинетическая энергия потока тратится на вихри и внутреннее трение, т.е. переходит вновь в теплоту с восстановлением прежнего значения удельной энтальпии. Как во всяком необратимом процессе, удельная энтропия возрастает (хотя $q = 0$). Горизонтальная прямая процесса дросселирования $1-a-2$ в диаграмме is не может рассматриваться как изображение, верное для всех последовательных равновесных состояний. Промежуточные точки не характеризуют действительных состояний пара в процессе; только начальная и конечная точки определяют равновесные состояния до и после необратимого процесса дросселирования.

2.4. Влажный воздух

Основные свойства влажного воздуха. Атмосферный воздух всегда содержит то или иное количество водяного пара. Смесь сухого воздуха с водяным паром называется влажным воздухом. Кроме водяного пара влажный воздух может содержать мельчайшие капельки воды (в виде тумана) или кристаллы льда (снег, ледяной туман).

В связи с возможностью перехода воды влажного воздуха в различные агрегатные состояния при изменении параметров атмосферного воздуха необходимо учитывать его специфические свойства.

Давление влажного воздуха равно сумме парциальных давлений сухого воздуха p_v и водяного пара p_n : $p = p_v + p_n$. Плотность влажного воздуха может быть определена как сумма плотностей сухого воздуха ρ_v и водяного пара ρ_n , взятых при парциальных давлениях и температуре смеси: $\rho = \rho_v + \rho_n$.

При заданных параметрах влажного воздуха всегда существует такое состояние, когда в нем находится максимальное количество водяного

пара. Такой влажный воздух называется насыщенным. Он состоит из сухого воздуха и сухого насыщенного пара.

Для насыщенного воздуха парциальное давление водяного пара p_n равно давлению его насыщения при температуре воздуха p_n , т.е. $p_n = p_n$.

Если $p_n < p_n$, то водяной пар в воздухе будет в перегретом состоянии, а такой воздух называется ненасыщенным.

При охлаждении этого воздуха состояние водяного пара, находящегося в нем, можно довести до состояния насыщения. *Температура, до которой надо охладить ненасыщенный воздух данного влагосодержания, чтобы он стал насыщенным, называется точкой росы t_p* . Определяется точка росы по таблицам насыщенного пара как температура насыщения при парциальном давлении пара. Если температура воздуха ниже точки росы, то произойдет конденсация избытка влаги.

Кроме парциального давления и температуры точки росы, состояние влажного воздуха может характеризоваться абсолютной и относительной влажностью, влагосодержанием.

Абсолютной влажностью воздуха называют массу водяного пара, содержащуюся в 1 м^3 влажного воздуха. Она равна плотности пара во влажном воздухе:

$$\rho_n = p_n / (R_n T), \quad (2.45)$$

где R_n — газовая постоянная водяного пара.

Относительной влажностью воздуха ϕ называют отношение массы пара в 1 м^3 влажного воздуха ρ_n к массе пара в 1 м^3 насыщенного воздуха ρ_n при одинаковых давлениях и температурах:

$$\phi = \rho_n / \rho_n. \quad (2.46)$$

Поскольку плотности ρ_n и ρ_n относят к одной и той же температуре, то по закону Бойля—Мариотта их отношение можно заменить отношением давлений:

$$\phi = p_n / p_n. \quad (2.47)$$

Для насыщенного воздуха $\phi = 1$ ($\phi = 100\%$), а для ненасыщенного $\phi < 1$.

При обработке воздуха в системах сушки, системах кондиционирования воздуха и прочих изменяется его влажность, а количество сухого воздуха остается постоянным. Поэтому об изменении состояния воздуха в данных процессах удобнее судить по изменению количества влаги в 1 кг сухого воздуха. Эту величину называют *влагосодержанием*. Она равна отношению массы пара, содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха, т.е.

$$d = -(M_n / M_b) = \rho_n / \rho_b. \quad (2.48a)$$

Величину d обычно измеряют в граммах на килограмм.

Если считать водяной пар идеальным газом, то уравнение состояния для пара и сухого воздуха, входящего в состав влажного воздуха, при общих T и V запишется как $p_{\text{п}} V = M_{\text{п}} R_{\text{п}} T$ и $p_{\text{в}} V = M_{\text{в}} R_{\text{в}} T$.

Разделив почленно одно уравнение на другое, получим

$$d = \frac{p_{\text{п}}}{p_{\text{в}}} \frac{p_{\text{в}}}{p_{\text{п}}} = 622 \frac{p_{\text{п}}}{p_{\text{в}}} = 622 \frac{p_{\text{п}}}{p - p_{\text{п}}}, \quad (2.486)$$

где p – давление влажного воздуха, Па.

Для насыщенного воздуха

$$d_{\text{н}} = 622 p_{\text{н}} / (p - p_{\text{н}}), \quad (2.49)$$

где $d_{\text{н}}$ – максимально возможное влагосодержание влажного воздуха (без наличия конденсированной воды).

Энтальпию влажного воздуха I определяют как сумму энтальпий сухого воздуха и водяного пара и относят ее к 1 кг сухого воздуха, кДж/(кг сух. возд.),

$$I = i_{\text{в}} + i_{\text{п}} d / 1000 = 1,0048t + i_{\text{п}} d / 1000. \quad (2.50)$$

Энтальпию пара $i_{\text{п}}$ находят по таблицам водяного пара или по эмпирической формуле

$$i_{\text{п}} = 2500 + 1,8068t, \quad (2.51)$$

где 2500 кДж/кг – скрытая теплота парообразования воды; 1,8068t – теплота перегрева пара; t – температура влажного воздуха.

Массовая теплоемкость влажного воздуха

$$c = c_{\text{в}} + c_{\text{п}} d / 1000. \quad (2.52)$$

При расчетах с влажным воздухом параметры насыщенного воздуха определяются по психрометрическим таблицам, в которых приводятся данные по парциальному давлению пара, влагосодержанию, плотности, теплоемкости и энтальпии насыщенного воздуха в зависимости от температуры.

Наряду с таблицами насыщенного воздуха в расчетах применяют диаграмму $I-d$ влажного воздуха, предложенную Л.К. Рамзиным. В координатах $I-d$ наносят зависимости основных параметров влажного воздуха: температуры, влагосодержания, относительной влажности, парциального давления и энтальпии при заданном барометрическом давлении (рис. 2.21). По оси ординат откладывают энтальпию на 1 кг сухого воздуха, а по оси абсцисс – влагосодержание воздуха (в граммах на 1 кг сухого воздуха). Для удобства расположения отдельных линий диаграмму строят в косоугольной системе координат с углом между осями 135° . Линии постоянной энтальпии ($I = \text{const}$) проходят под углом 135° к ордина-

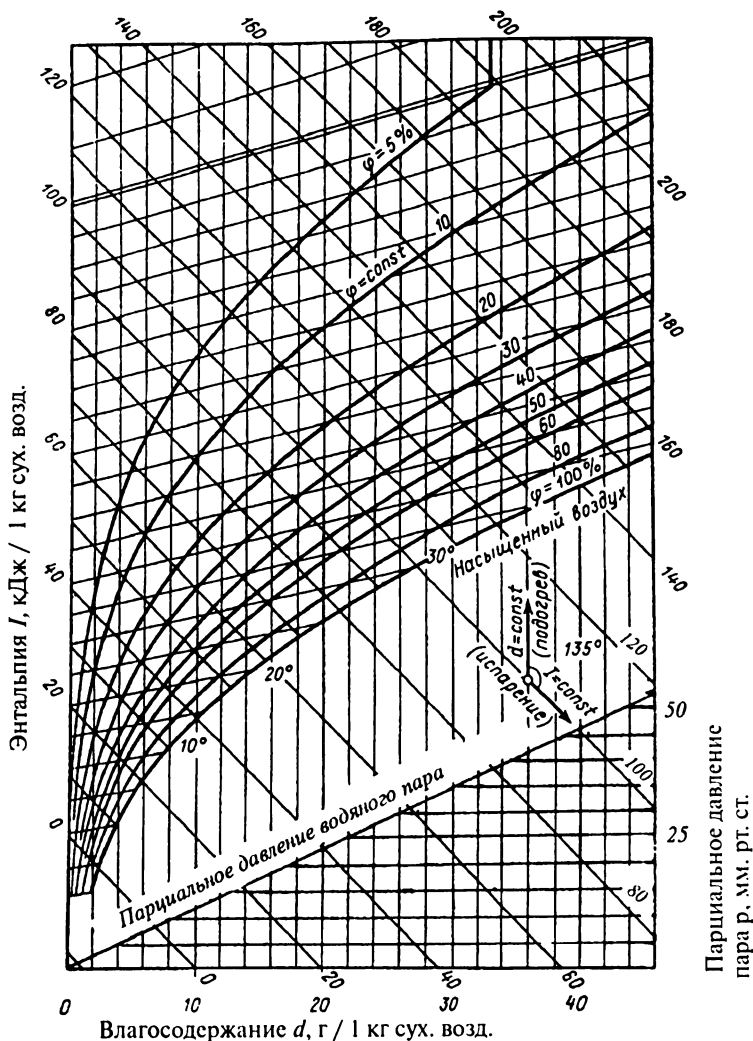


Рис. 2.21. Диаграмма Id для влажного воздуха (при давлении 760 мм рт. ст.)

там, а линии постоянного влагосодержания ($d = \text{const}$) располагаются параллельно оси ординат.

Так как область диаграммы, расположенная между горизонталью, проведенной из начала координат, и осью абсцисс, не представляет интереса для расчетов с влажным воздухом, ее в диаграмме обычно не приводят, а значения влагосодержания d переносят с оси абсцисс на вспомогательную горизонтальную линию. На диаграмме Id наносят линии по-

стоянной температуры ($t = \text{const}$) и относительной влажности ($\varphi = \text{const}$).

Кривую с относительной влажностью $\varphi = 100\%$ строят по данным таблиц насыщенного воздуха. Область диаграммы выше этой кривой относится к области ненасыщенного влажного воздуха, а область диаграммы ниже кривой насыщения ($\varphi = 100\%$) характеризует состояние перенасыщенного влажного воздуха, т.е. когда насыщенный воздух содержит влагу в жидкой или твердой фазе (туман). Поскольку эта часть диаграммы не используется в расчетах, то ее не строят. В данной части диаграммы проводят линию парциального давления пара p .

Диаграмму Id строят для определенного барометрического давления (760 мм рт. ст. на рис. 2.21).

Линия насыщения ($\varphi = 100\%$), а другие линии относительной влажности ($\varphi < 100\%$) при разных барометрических давлениях различны, так как при различных давлениях в объеме 1 кг воздуха содержится различное количество пара. Несмотря на это, по Id диаграмме, построенной для заданного барометрического давления, можно производить расчеты параметров влажного воздуха и для других давлений. Любая кривая $\varphi = \text{const}$ на данной Id диаграмме может быть использована для любых барометрических давлений, однако, относительная влажность окажется различной и определится отношением $p/\varphi = \text{const}$. Так, линия насыщения для различных давлений будет соответствовать линиям диаграммы Id для $p = 760$ мм рт. ст. по соотношению

$$p/\varphi = 760/1 = 380/0,5 = 608/0,8 = \dots = \text{const},$$

$$\frac{760}{\varphi_{760}} = \frac{p}{\varphi} = \text{const}, \quad (2.53)$$

давлениям $p = 380$ мм рт. ст. — $\varphi = 0,5$; $p = 608$ мм рт. ст. — $\varphi = 0,8$ и т.д.

Основные процессы изменения состояния влажного воздуха. Если на диаграмме Id известна точка, характеризующая состояние воздуха, то легко определить все параметры его состояния (рис. 2.22). Когда состояние влажного воздуха характеризуется точкой A , лежащей выше кривой $\varphi = 100\%$, водяной пар в воздухе будет находиться в перегретом состоянии. Если заданная точка A' находится на кривой насыщения, то водяной пар в воздухе будет в состоянии насыщения. И наконец, если заданная точка A'' лежит ниже кривой насыщения, то температура влажного воздуха будет ниже температуры насыщения и в нем будет влажный пар, т.е. смесь сухого насыщенного пара и капелек воды.

По диаграмме Id может быть найдена температура точки росы. Для этого необходимо из точки, характеризующей заданное состояние влажного воздуха, провести прямую, параллельную оси ординат до пересечения с кривой $\varphi = 100\%$. Изотерма, пересекающая в указанной точке кривую насыщения, будет характеризовать температуру точки росы t_p .

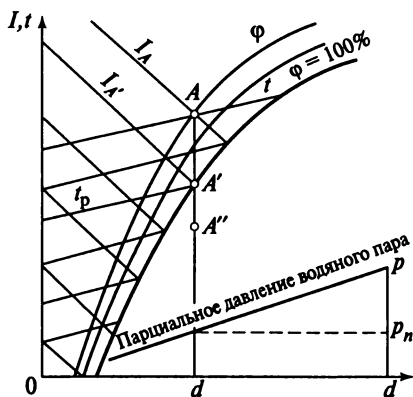


Рис. 2.22. Диаграмма для определения параметров состояния

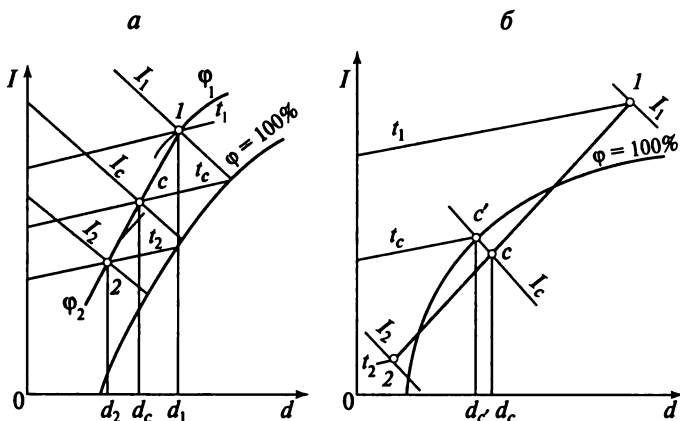


Рис. 2.23. Процесс смешения воздуха различных состояний:

а – без образования тумана; *б* – с образованием тумана

На диаграмме Id можно построить различные процессы изменения состояния влажного воздуха.

А. Смещение воздуха различных состояний. Рассмотрим процесс смешения воздуха, состояние которого характеризуется параметрами в точках I и 2 (рис. 2.23). Воздух с параметрами t_1 и φ_1 имеет массу M_1 кг, а воздух с параметрами t_2 и $\varphi_2 \rightarrow M_2$. Требуется определить его состояние после смешения.

Уравнение теплового баланса при смешении воздуха

$$M_1 I_1 + M_2 I_2 = (M_1 + M_2) I_c, \quad (2.54)$$

а уравнение баланса влаги

$$M_1 d_1 + M_2 d_2 = (M_1 + M_2) d_c. \quad (2.55)$$

Из приведенных уравнений можно найти энтальпию и влагосодержание смеси:

$$I_c = (M_1 I_1 + M_2 I_2) / (M_1 + M_2); \quad (2.56)$$

$$d_c = (M_1 d_1 + M_2 d_2) / (M_1 + M_2). \quad (2.57)$$

Преобразуя уравнения, получим

$$M_1 / M_2 = (I_1 - I_c) / (I_c + I_2) = (d_1 - d_c) / (d_c - d_2).$$

Отсюда следует, что процесс смешения изобразится прямой линией, проходящей через три точки 1, 2 и с. Точка с может быть найдена либо по вычисленным значениям I_c и d_c , либо графически, если расстояние между точками 1 и 2 разделить обратно пропорционально массам смешиваемого воздуха: $M_1 / M_2 = (c - 2) / (c - 1)$.

Б. Охлаждение влажного воздуха. Возможны два случая.

1. Когда температура охлаждающей поверхности выше температуры точки росы t_p или равна ей.

2. Когда температура охлаждающей поверхности ниже t_p .

В 1-м случае охлаждение влажного воздуха от t_0 до t_p не сопровождается конденсацией влаги на поверхности охлаждения. Процесс охлаждения на диаграмме $I-d$ протекает по линии $d = \text{const}$. В предельном случае он заканчивается на линии $\phi = 100\%$ (рис. 2.24, а). Относительная влажность в данном процессе возрастает от ϕ_1 до ϕ_2 . Рассмотренный процесс называется сухим охлаждением воздуха. Во 2-м случае (рис. 2.24, б) процесс охлаждения воздуха сопровождается его осушением. На охлаждающей поверхности, имеющей температуру ниже температуры точки росы

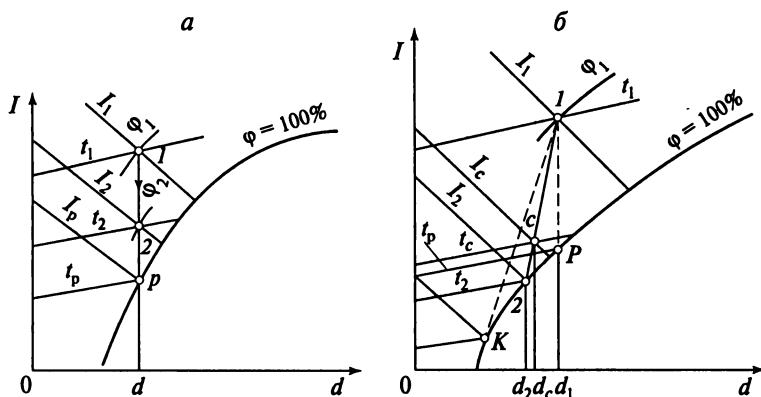


Рис. 2.24. Процессы охлаждения воздуха:

а – сухого; б – «мокрого»

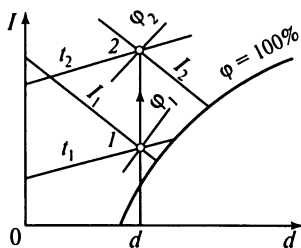


Рис. 2.25. Подогрев влажного воздуха

($t_{o,п} < t_p$), образуется слой конденсата, и воздух, соприкасающийся с ним, будет находиться в насыщенном состоянии.

Вблизи поверхности охлаждения состояние насыщенного воздуха на диаграмме Id определяется точкой 2, в которой его температура равна средней температуре охлаждающей поверхности ($t_2 = t_{o,п}$), а относительная влажность $\varphi = 100\%$. По мере удаления от поверхности охлаждения температура воздуха возрастает. Таким образом, процесс охлаждения воздуха в поверхностном охладителе можно представить как процесс смешения воздуха, поступающего в охладитель (точка 1), и насыщенного воздуха у поверхности охлаждения (точка 2). На диаграмме Id данный процесс условно изображается прямой линией 1–2. Состояние воздуха на выходе из охладителя должно определяться точкой с, лежащей на прямой. Положение точки с при прочих равных условиях зависит от площади поверхности охлаждения.

Рассмотренный процесс называется «мокрым». При таком охлаждении воздуха его влагосодержание уменьшается на $\Delta d = d_1 - d_c$.

Одновременно с понижением температуры воздуха понижается его относительная влажность. Если задано состояние воздуха на входе в охладитель (точка 1), то область мокрого охлаждения на диаграмме Id ограничивается линией 1–P ($d = \text{const}$), характеризующей предельный процесс при сухом охлаждении, и линией 1–K, касательной к линии насыщения $\varphi = 100\%$.

В. Подогрев влажного воздуха. При прохождении через поверхностный подогреватель влажный воздух подогревается без изменения влагосодержания ($d = \text{const}$). Относительная влажность его в данном случае понижается. На диаграмме Id (рис. 2.25) изменение состояния воздуха при подогреве изображается вертикальной прямой. Точка 1 соответствует начальному, а точка 2 – конечному состоянию воздуха. Положение точки 2 на диаграмме можно определить по температуре воздуха на выходе из подогревателя.

РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС ТУРБИНЫ И КОМПРЕССОРА

3.1. Идеальная газовая турбина и идеальный компрессор

Рассмотренные ранее политропные процессы совершаются в условиях замкнутой системы, когда превращаемой энергией тела является его внутренняя энергия, а механической работой — работа изменения объема.

Вместе с тем в теплоэнергетике широко используются процессы превращения энергии в условиях открытой системы (потока). Для таких процессов, совершающихся в турбине или в компрессоре любого конструктивного оформления, характерно то, что разностью кинетических энергий на входе и выходе устройств можно пренебречь. В этом случае первый закон термодинамики:

$$dl_{\text{tex}} = dq - di \quad \text{или} \quad dq = di + d\frac{W^2}{2} + dl_{\text{tex}}.$$

В случае адиабатного процесса получим

$$dl_{\text{tex}} = -di \quad \text{или} \quad l_{\text{tex}} = i_1 - i_2, \quad (3.1)$$

где i_1 и i_2 — удельные энтальпии рабочего тела перед входом его в турбину (компрессор) и после выхода из нее.

Таким образом, независимо от типа турбины и свойств рабочего тела удельная работа, произведенная потоком в турбине, обеспечивается за счет уменьшения удельной энтальпии рабочего тела. Применительно к компрессорам независимо от их типа и конструктивного исполнения затраченная на привод компрессора (отрицательная) техническая работа l_{tex} преобразуется в увеличение энтальпии рабочего тела. Графически эти работы представлены в диаграммах p и Ts на рис. 3.1.

Для газовых турбин работу принято вычислять через термические параметры p и v . Для получения такой зависимости из сравнения выражения первого закона термодинамики (см. ранее) получаем

$$dl_{\text{tex}} = -vdp \quad \text{или} \quad l_{\text{tex}} = -\int_1^2 vdp. \quad (3.2a)$$

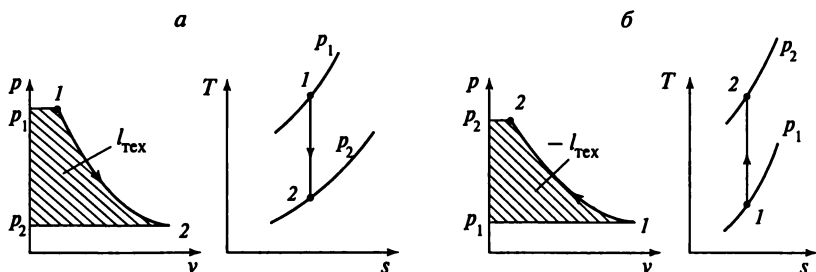


Рис. 3.1. Схемы работы турбины (а) и компрессора (б)

Соотношение между работой изменения объема и технической работой найдем из уравнения (2,18) политропного процесса в дифференциальной форме:

$$-vd p = n p d v \quad \text{или} \quad l_{\text{тех}} = n l, \quad (3.26)$$

т.е. удельная работа открытой системы (потока) в n раз больше удельной работы изменения объема.

Соотношение (3.2а) позволяет использовать выведенные ранее при исследовании политропных процессов формулы для работы изменения объема.

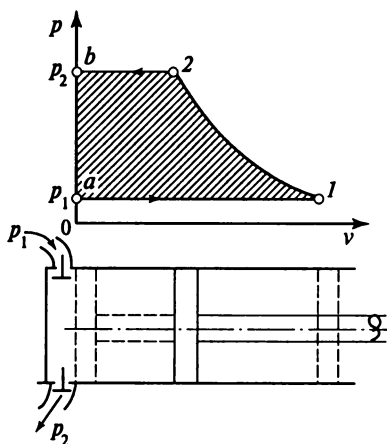


Рис. 3.2. Схема работы поршневого компрессора

Машины, предназначенные для повышения давления газообразных тел, называются *компрессорами*. По принципу работы они подразделяются на поршневые, центробежные и осевые.

Рассмотрим идеальный поршневой компрессор, в котором отсутствуют потери, свойственные реальным машинам (рис. 3.2). При движении поршня вниз через всасывающий клапан в цилиндр поступает газ под давлением p_1 . Всасывание на диаграмме изображается линией $a-1$. При обратном ходе поршня и закрытых клапанах происходит сжатие газа до требуемого давления p_2 (процесс $1-2$). По достижении

давления p_2 открывается нагнетательный клапан, и сжатый газ выталкивается из цилиндра (процесс 2–b).

Приведенная индикаторная диаграмма идеального компрессора не может быть отождествлена с термодинамическим циклом, поскольку при его работе отсутствует термодинамическая замкнутость процессов. Процессы всасывания и нагнетания протекают с переменным количеством рабочего тела, поэтому не являются термодинамическими изобарами.

Площадь индикаторной диаграммы $a-1-2-b$ выражает работу, расходуемую компрессором за один оборот его вала.

В теории компрессорных машин принято иное правило знаков для работы и тепла, чем в термодинамике тепловых двигателей. Затраченная работа считается положительной, подведенная теплота – отрицательной.

Учет изменения правила знаков позволяет получить расчетные формулы работы на привод компрессора из выведенных ранее формул работы изменения объема в процессах увеличением последних в n раз и сменной мест компонентов в скобках формулы.

Работа, затраченная на привод компрессора, равна алгебраической сумме работ всасывания, сжатия и нагнетания. Сжатие газа может происходить по изотерме, адиабате и политропе.

Изотермическое сжатие:

$$l_{из} = p_2 v_2 + RT \ln \frac{p_2}{p_1} - p_1 v_1 = RT \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (3.3)$$

Первый член в (3.3) учитывает работу нагнетания, второй – работу изотермического сжатия, а третий – работу всасывания. При изотермическом сжатии работа нагнетания равна работе всасывания: $p_2 v_2 = p_1 v_1$.

Адиабатное сжатие $l_{ад} = p_2 v_2 + (p_2 v_2 - p_1 v_1)/(k - 1) - p_1 v_1$ или

$$l_{ад} = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (3.4)$$

Политропное сжатие $l_{п} = p_2 v_2 + (p_2 v_2 - p_1 v_1)/(n - 1) - p_1 v_1$ или

$$l_{п} = \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (3.5)$$

На рис. 3.3 показаны в диаграммах $p v$ и $T s$ процессы сжатия по изотерме, адиабате и политропе. Наиболее выгодным является изотермическое сжатие (процесс 1–2). Для осуществления изотермического сжатия цилиндр компрессора необходимо интенсивно охлаждать для поддержания температуры сжимаемого газа на постоянном уровне. На практике

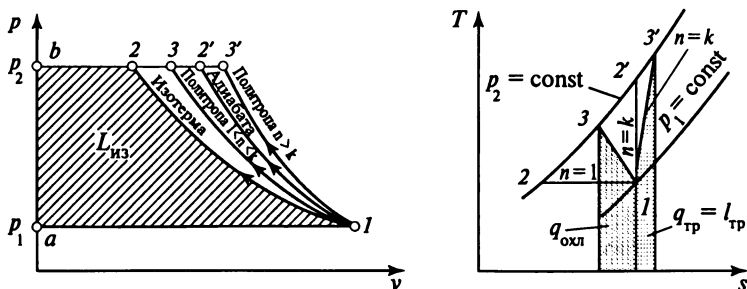


Рис. 3.3. Схемы процессов сжатия в одноступенчатом поршневом компрессоре

по техническим причинам достигнуть этого не удастся. Действительный процесс сжатия с охлаждением протекает по политропе при $1 < n < k$ (процесс 1–3). Сжатие по адиабате возможно в идеальном неохлаждаемом компрессоре (процесс 1–2'), а в реальном компрессоре, где при внутреннем трении $n > k$, – в процессе 1–3'.

3.2. Многоступенчатые компрессоры

При политропном и адиабатном сжатиях температура газа повышается. При этом чем выше давление сжатого газа, тем значительно повышается его температура. Так, при $p_2/p_1 = 100$ и $n = 1,3$ отношение $T_2/T_1 = 2,9$, что при $t_1 = 25^\circ\text{C}$ дает $t_2 = 600^\circ\text{C}$. По условиям смазывания поршневого компрессора температура газа в конце сжатия не должна превышать $160 \dots 180^\circ\text{C}$.

Для получения высоких давлений при указанных условиях необходимо применять *многоступенчатое сжатие*. В этом случае происходит последовательное повышение давления газа в ряде цилиндров с его промежуточным охлаждением до начальной температуры.

На рис. 3.4, а показана схема трехступенчатого компрессора с двумя промежуточными охладителями газа 1 и 2. Рабочий процесс такого компрессора в диаграммах $p-v$ и $T-s$ представлен на рис. 3.4, б.

В I ступени (см. рис. 3.4) происходит политропное сжатие 1–а от начального давления p_1 до некоторого промежуточного давления p_I . При этом температура газа повышается от T_1 до T_2 и отводится теплота q_{1-a} (площадь на диаграмме $T-s$). Затем газ направляется в промежуточный охладитель 1, где при постоянном давлении p_I он охлаждается до начальной температуры T_1 (процесс а–b на диаграммах $p-v$ и $T-s$). От рабочего тела при этом отводится теплота q_{ab} . Охлажденный газ сжимается во II ступени в процессе б–с до давления p_{II} и затем охлаждается (процесс с–d) в охладителе 2. В этих процессах отводится теплота q_{bc} и q_{cd} . В III ступени компрессора газ сжимается до конечного давления p_2 в процессе d–2, причем сжатие сопровождается отводом теплоты q_{d2} .

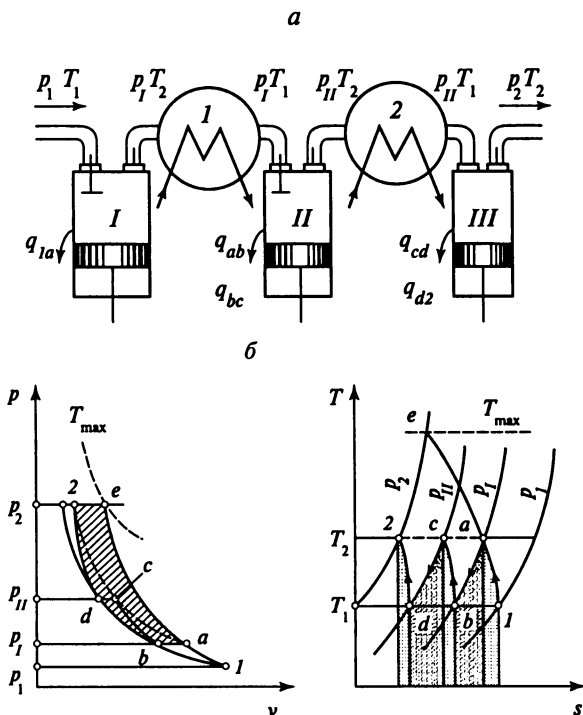


Рис. 3.4. Трехступенчатый компрессор с двумя промежуточными охладителями газа:

a – схема работы; *б* – рабочий процесс в p - v и T - s координатах

Описанный способ повышения давления в трехступенчатом компрессоре позволяет получить экономию в потребляемой работе по сравнению с одноступенчатым компрессором (заштрихованная площадь в диаграмме p - v на рис. 3.4, *б*) и снизить температуру газа с $T_{\max}$ до T_r (точка *e*).

Если охлаждение в промежуточных охладителях производится до начальной температуры и температура в конце сжатия во всех ступенях компрессора одна и та же, то и степень повышения давления x по ступеням распределяется равномерно:

$$x = \frac{p_I}{p_1} = \frac{p_{II}}{p_I} = \frac{p_2}{p_{II}} \quad \text{или} \quad \frac{p_2}{p_{II}} \frac{p_{II}}{p_I} \frac{p_I}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} = x^3,$$

$$\text{откуда } x = \sqrt[3]{p_2/p_1}.$$

При z ступенях сжатия

$$x = \sqrt[z]{p_2/p_1}, \quad (3.6)$$

где p_2 – заданное конечное (максимальное) давление газа после сжатия в последней ступени.

По этой формуле подбирают рациональное число ступеней компрессора и вычисляют степень повышения давления в одной ступени.

При рассмотренных условиях распределения давления по ступеням компрессора работа l_k , затрачиваемая в каждой ступени, одинакова. Поэтому

$$l_k = z l_{ст} \quad (3.7)$$

Теплота, кДж/с, отводимая в компрессоре (как в процессе сжатия, так и в охладителях газа),

$$Q_{охл} = M_s [z q_{la} + (z - 1) q_{ab}], \quad (3.8)$$

где M_s — массовый расход газа, кг/с; q_{la} — теплота, отводимая в политропном процессе сжатия в одной ступени компрессора, кДж/кг;

$$q_{la} = c(T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (3.9)$$

$$\text{Теплота } q_{ab} = c_p (T_2 - T_1).$$

3.3. Работа и коэффициент полезного действия реальных компрессоров

В реальном неохлаждаемом компрессоре процесс сжатия (повышения давления) сопровождается трением, на преодоление которого затрачивается работа $l_{тр}$, преобразующаяся в теплоту $q_{тр}$. Такой процесс (1–2^{III}) описывается политропой 3-й группы, где $n > k$ (см. рис. 3.3).

Степень приближения реальных процессов в компрессоре к идеальным оценивается изотермическим или адиабатическим КПД. Так для охлаждаемых поршневых компрессоров идеальным является изотермическое повышение давления. Для таких компрессоров изотермический КПД

$$\eta_{из} = \frac{M_s l_{из}}{N_e} = \frac{M_s R T \ln \frac{p_2}{p_1}}{N_e}, \quad (3.10)$$

где N_e — эффективная мощность на привод компрессора, кВт.

Для неохлаждаемых центробежных компрессоров идеальным является адиабатный процесс сжатия; для них адиабатический КПД

$$\eta_{ад} = \frac{M_s l_{ад}}{N_e} = \frac{M_s \frac{k}{k-1} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}{N_e}. \quad (3.11)$$

Задавшись значением $\eta_{из}$ или $\eta_{ад}$, можно подсчитать эффективную мощность на привод компрессора и подобрать соответствующий двигатель.

3.4. Принципиальная схема и работа газотурбинной установки

Принципиальная схема простейшей газотурбинной установки (ГТУ) представлена на рис. 3.5, а. ГТУ состоит из компрессора 3, камеры сгорания 2, куда к воздуху подается топливо, и турбины 1. Вал турбины и компрессора соединен муфтой.

На рис. 3.5, б в рабочей $p-v$ и тепловой $T-s$ диаграммах представлены процессы, происходящие в ГТУ.

Работа ГТУ складывается из технической работы турбины (положительной) и технической работы на привод компрессора (отрицательной):

$$l_{\text{тех}}^{\text{ГТУ}} = l_{\text{тех}}^{\text{турб}} - l_{\text{тех}}^{\text{компр}}. \quad (3.12)$$

Графически эта работа представлена на диаграмме $p-v$ площадью 1–2–3–4. В тепловой диаграмме работа ГТУ представляет разность теплоты q_1 , подводимой к воздуху в камере сгорания, и теплоты q_2 , отводимой с отработавшими газами в атмосферу

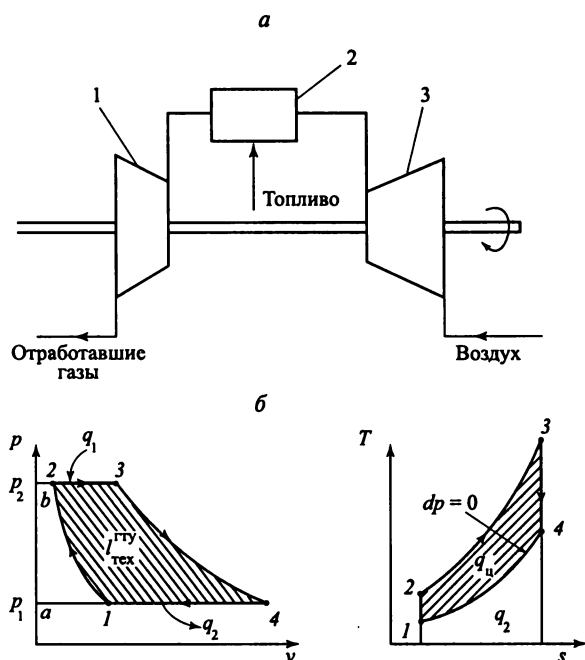


Рис. 3.5. Газотурбинная установка (газотурбинный двигатель):

а – принципиальная схема; б – идеальный цикл

ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

4.1. Особенности преобразования энергии в потоке упругой жидкости. Параметры торможения

Термодинамика потока, изучающая закономерности преобразования энергии в открытой системе, движущейся со значительными скоростями, представляет собой основы курса газовой динамики.

Термодинамическая теория газового потока позволяет определить скорость истечения газа, его расход, геометрические размеры аппарата.

Течение упругой жидкости (газа) рассматривается как равновесный обратимый процесс. Жидкость любого элементарного объема, выделенного из потока, находится в равновесии, что позволяет применить к ней *уравнение состояния*.

Состояние в каждой точке потока характеризуется теми же известными параметрами состояния («статическими»), а также скоростью движения газа W .

Если на пути газа поставить преграду, то в результате адиабатного торможения потока до нулевой скорости удельная кинетическая энергия преобразуется в теплоту, при этом возрастают давление, температура, плотность газа и другие его параметры. Их называют *параметрами торможения* и обозначают соответственно p^* , T^* , ρ^* и т.д.

Удельная энтальпия торможения i^* возрастает на величину кинетической энергии, преобразующейся в теплоту,

$$i^* = i + W^2/2. \quad (4.1)$$

Абсолютная температура торможения определяется из следующего соотношения: так как $i - i_0 = c_p(T - T_0)$, а при $T_0 = 0$ и $i_0 = 0$, $i = c_p T$ и $i^* = c_p T^*$, то

$$T^* = T + \frac{W^2}{2c_p}. \quad (4.2)$$

Давление, плотность и удельный объем при торможении можно определить по формулам соотношения параметров в адиабатном процессе.

В отличие от статических параметров, изменяющихся в потоке, параметры торможения остаются неизменными: $T_1^* = T_2^* = T_3^* = \text{idem}$; $p_1^* = p_2^* = p_3^* = \text{idem}$; $\rho_1^* = \rho_2^* = \rho_3^* = \text{idem}$ и т.д.

Рассмотрим *стационарное движение* потока, при котором масса жидкости, проходящей в единицу времени через любое поперечное сечение, и ее

параметры остаются неизменными. Тогда одним из уравнений, характеризующих поток упругой жидкости, будет *уравнение сплошности* (неразрывности) потока:

$$M_s = \frac{AW}{v} = \text{const}, \quad (4.3)$$

где M_s – массовый расход газа, кг/с; A – площадь поперечного сечения потока, м²; W – скорость потока в данном сечении, м/с; v – удельный объем жидкости в сечении, м³/кг.

Примем, что трение жидкости о стенки канала отсутствует. Это дает право считать процесс обратимым.

Еще одним уравнением является уравнение первого начала термодинамики для потока:

$$dq = di + d(W^2/2) + dl_{\text{тех}}.$$

Поскольку в струйных аппаратах стенки канала жесткие, а сам канал не перемещается, то техническая работа не производится ($dl_{\text{тех}} = 0$).

Ограничивая рассмотрение истечения только адиабатными процессами ($dq = 0$ и $ds = 0$), получаем уравнение *первого начала термодинамики*

$$di + dW^2/2 = 0 \text{ или } vdp + dW^2/2 = 0. \quad (4.4)$$

Последнее выражение называют также *уравнением Бернулли*.

При рассмотрении адиабатных процессов с идеальным газом справедливо уравнение $p v^k = \text{const}$.

4.2. Сопловое и диффузорное течения.

Закон обращения воздействий на поток. Формы каналов сопел и диффузоров

Различают два вида течения газа – сопловое и диффузорное.

При сопловом течении происходит увеличение кинетической энергии газа ($dW > 0$) за счет уменьшения энтальпии ($di < 0$).

При диффузорном течении газов происходит увеличение энтальпии ($di > 0$) и давления ($dp > 0$) потока за счет его замедления ($dW < 0$).

Принимая начальную скорость газа равной нулю ($W_1 \approx 0$), определим скорость истечения газа, интегрируя уравнение первого начала термодинамики:

$$\frac{W_2^2 - W_1^2}{2} = i_1 - i_2; \quad W_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)} \text{ или } W_2 = 1,41\sqrt{i_1 - i_2}, \quad (4.5)$$

где i_1 и i_2 — энтальпия газа (пара) соответственно в начальном и конечном состояниях.

Формулой (4.5) удобно пользоваться при наличии диаграммы $i-s$.

Применительно к идеальному газу эта формула может быть преобразована с учетом формулы Майера и уравнения состояния к виду:

$$W_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (4.6)$$

При истечении в пустоту ($p_2 = 0$) скорость газа имеет конечное значение

$$W_{\max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1}. \quad (4.7)$$

Из (4.3) можно определить массовый расход газа через сопло

$$M_s = A_2 W_2 / v_2.$$

Подставляя в это выражение значение скорости W_2 и заменяя v_2 из уравнения адиабаты через $v_2 = v_1 (p_1/p_2)^{1/k}$, получаем

$$M_s = A_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (4.8)$$

Рассмотрим характер изменения площади поперечного сечения потока в зависимости от скорости.

Уравнение Бернулли представим в следующем виде:

$$WdW = -vdp.$$

Из уравнения следует, что знак изменения скорости всегда противоположен знаку изменения давления, т.е. скорость течения (без учета сил трения) может увеличиваться только при движении в область пониженного давления (сопла) и, наоборот, если скорость потока понижается, то неизбежно должно повышаться давление (диффузоры).

Для несжимаемой (капельной) жидкости по уравнению сплошности (4.3) произведение AW остается по всей длине канала неизменным ($v = \text{const}$), поэтому, когда площадь поперечного сечения увеличивается, скорость потока уменьшается, а при уменьшении площади сечения скорость возрастает.

Для сжимаемой жидкости (газа) увеличение скорости потока может происходить как в суживающемся, так и в расширяющемся канале в зависимости от абсолютного значения самой скорости.

Рассмотрим этот случай.

Продифференцировав уравнение сплошности и разделив результат на исходное уравнение, получим логарифмическую производную, из которой следует

$$dA/A = dv/v - dW/W. \quad (4.9)$$

Из уравнения адиабаты в дифференциальной форме $kdv/v + dp/p = 0$ найдем $dv/v = -dp/(kp)$, а из уравнения Бернулли найдем

$$dW/W = -vdp/W^2.$$

После подстановки в (4.9) получим

$$dA = A \frac{kp v - W^2}{kp W^2} dp.$$

Обозначим $a^2 = kp v$, тогда

$$dA = A \frac{a^2 - W^2}{kp W^2} dp. \quad (4.10)$$

Характер изменения площади поперечного сечения потока определяется знаком изменения dA , зависящим как от знака изменения давления dp , так и от знака разности величин $(a^2 - W^2)$.

На рис. 4.1 представлены две схемы потоков.

Схема 1 (рис. 4.1, а). Примем, что в направлении движения (от сечения 1–1) давление уменьшается ($dp < 0$), и, следовательно, происходит ускорение потока. Пока скорость $W_1 < a$, изменение сечения $dA < 0$, канал должен быть суживающимся. Когда скорость W достигает значения, равного a (сечение κ – κ), то $dA = 0$ и $A_{\min} = \text{const}$. Для того чтобы скорость могла и далее увеличиваться ($W_2 > a$), необходимо иметь $dA > 0$, т.е. площадь сечения канала должна возрасть (до сечения 2–2), канал должен быть расширяющимся.

Схема 2 (рис. 4.1, б). Если в направлении движения потока давление увеличивается ($dp > 0$), то движение должно быть замедленным ($dW < 0$). Если при этом начальная скорость $W_1 > a$, то необходимо иметь $dA < 0$, т.е. канал должен быть суживающимся до тех пор, пока скорость W не сравняется с a . При дальнейшем замедлении потока, когда $W_2 < a$, площадь сечения канала должна постепенно увеличиваться ($dA > 0$). По такой схеме работают газоструйные компрессоры.

Скорость в минимальном сечении таких каналов называют критической $W_{\text{кр}}$, равной местной скорости звука a ,

$$W_{\text{кр}} = a = \sqrt{kp v}, \quad (4.11a)$$

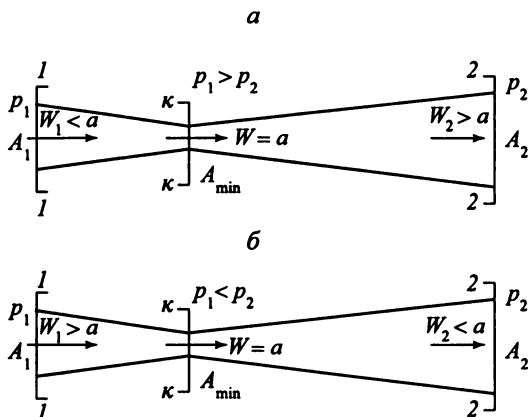


Рис. 4.1. Сопловая (а) и диффузорная (б) схемы потоков

которая определяется значениями параметров потока в этом минимальном сечении.

Для идеального газа местная скорость звука, м/с

$$a = \sqrt{kRT} \approx c\sqrt{T}. \quad (4.116)$$

Отношение скорости газа к местной (в данном сечении канала) скорости звука называют числом Маха $M = W/a$.

Скорость газа называют дозвуковой ($M < 1$), звуковой ($M = 1$) и сверхзвуковой ($M > 1$).

Влияние изменения площади поперечного сечения канала на скорость потока — лишь одно из внешних воздействий на поток, названное проф. Л.А. Вулисом «геометрическим». Для учета других внешних воздействий на поток газа им была предложена следующая классификация обмена энергией с окружающей средой:

в виде механической работы, производимой на движущихся относительно жидкости твердых поверхностях, — *механическое воздействие*;

в виде теплоты — *тепловое воздействие* (тепловое воздействие через стенки канала, горение топлива, испарение жидкости и т.п.);

сопротивление движению трением, местные сопротивления — *воздействие трением*;

при дополнительном вводе или отводе массы жидкости по длине канала, при изменении массового секундного расхода — *расходное воздействие*.

Все эти возможные воздействия, их совокупности приводят к изменению скорости движения и параметров потоков.

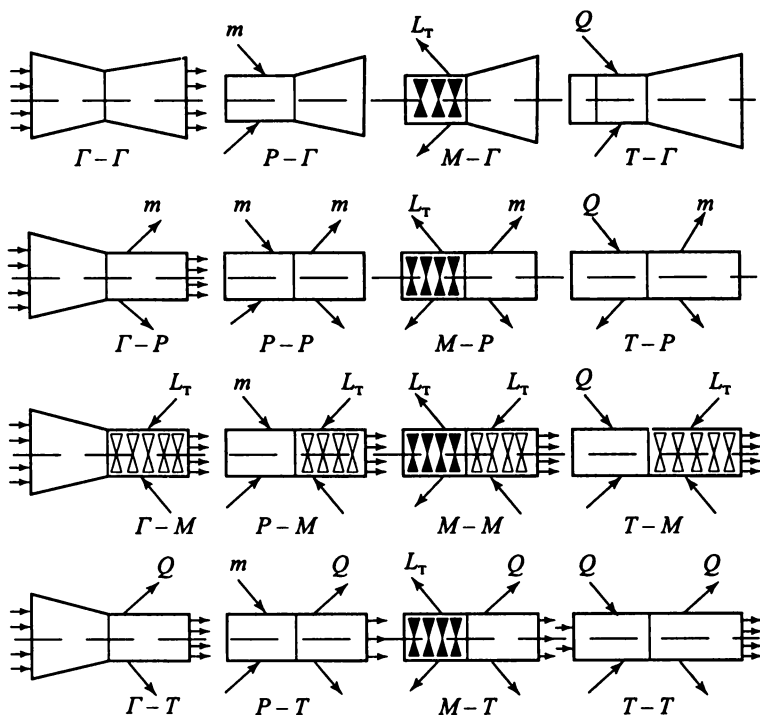


Рис. 4.2. Схемы составных сопел

Широкое распространение в технике получило одно только геометрическое сопло Лаваля. Сочетание иных воздействий на поток приводит к принципиальным схемам составных сопел, состоящих из последовательно включенных участков воздействий различной природы (рис. 4.2). На схемах сопел указаны обозначения внешних воздействий: m – расходное (обмен массой); L_T – механическое (обмен технической работой); Q – тепловое, а также типов сопел: Γ – геометрическое; P – расходное; M – механическое; T – тепловое. Сопла представляют шестнадцать различных комбинаций, подчиняющихся единому закону обращения воздействий в критическом сечении сопла. Суть сформулированного Л.А. Вулисом закона обращения воздействий такова: для обеспечения непрерывного перехода скорости движения через критическое значение знак суммарного воздействия на поток должен быть изменен на обратный. Иными словами, если в критическом сечении при $M = 1$ одновременно элементарное суммарное воздействие не обращается в ноль ($d\sigma_w = 0$), то непрерывный переход через критическую скорость невозможен.

4.3. Истечение газа через суживающееся сопло и сопло Лавая. Скачки уплотнения

Потенциальная энергия преобразуется в кинетическую (схема 1 на рис. 4.1, а) в *сопловых аппаратах*, или просто соплах. Для получения скоростей, меньших или равных критическим, применяют суживающиеся сопла, а для получения сверхкритических скоростей — сопла с суживающейся и расширяющейся частями, называемые *соплами Лавая*.

Рассмотрим случай истечения упругой жидкости при постоянных начальных параметрах среды и начальной скорости, близкой к нулю ($W_1 \approx 0$).

Построим по (4.6) зависимость скорости потока от величин β для сопла Лавая (рис. 4.3, а), воспользовавшись следующими обозначениями: $\beta = p_2/p_1$ и $\beta_{кр} = p_{кр}/p_1$. Как видно из рисунка, скорость возрастает до $W_{\max}$ во всем диапазоне значений β . При $\beta = \beta_{кр}$ кривая скорости имеет перегиб в точке $K(W = W_{кр})$.

На этом же графике приведена кривая скорости для суживающихся сопел (пунктирная линия). От $\beta = 1$ до $\beta = \beta_{кр}$ кривые скорости для обоих сопел совпадают. При $\beta < \beta_{кр}$ кривая скорости для суживающихся сопел параллельна оси абсцисс с ординатой, равной критической скорости. В таких соплах нельзя получить скорости выше критических, поэтому в формулу (4.6) при $\beta < \beta_{кр}$ подставляют величину $\beta_{кр}$. Суживающиеся сопла при $\beta < \beta_{кр}$ нецелесообразно применять, поскольку полностью не может быть использован перепад давлений (рис. 4.4).

Формула подсчета величины критического отношения давлений выводится из соотношений:

$$\sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \beta_{кр}^{\frac{k-1}{k}} \right)} = W_{кр} = a = \sqrt{k v_{кр} p_{кр}}.$$

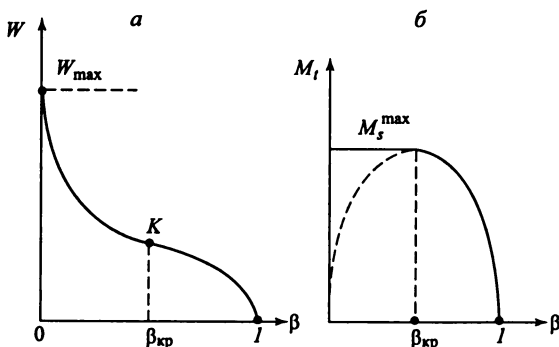


Рис. 4.3. Зависимость скорости (а) и расхода (б) потока рабочего тела от отношения давлений

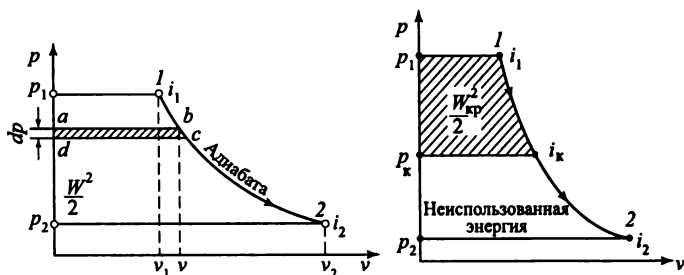


Рис. 4.4. Использование перепада давлений в суживающихся соплах:

$a - \beta > \beta_{кр}$; $b - \beta < \beta_{кр}$

Используя соотношение параметров в адиабатном процессе, выразим критические параметры через начальные и $\beta_{кр}$, подставим в уравнение, освободимся от радикалов и получим

$$\frac{2 \left(1 - \beta_{кр}^{\frac{k-1}{k}} \right)}{k-1} = \beta_{кр}^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{или} \quad \beta_{кр} = \left(\frac{2k}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (4.12)$$

Критическое отношение давлений $\beta_{кр} = p_{кр}/p_1$ зависит только от физических свойств газа (от его показателя адиабаты) и может быть вычислено.

Формула для получения критической скорости получается подстановкой значений $\beta_{кр}$ в (4.6):

$$W_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1} = \alpha_1 \sqrt{p_1 v_1}, \quad (4.13)$$

где α_1 — постоянная величина, зависящая от показателя адиабаты.

При заданных начальных параметрах жидкости массовый расход M_s достигает максимальной величины $M_s^{\max}$ при скорости истечения, равной критической, которая, как известно, имеет место в сечении $A_{\min}$ сопла (см. рис. 4.3, б). Поэтому, когда $\beta > \beta_{кр}$, расход определяется по (4.8), а когда $\beta \leq \beta_{кр}$, — по формуле при $\beta = \beta_{кр}$:

$$\begin{aligned} M_{s \max} &= A_{\min} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \left[\beta_{кр}^{\frac{k}{k-1}} - \beta_{кр}^{\frac{k}{k-1}} \right]} = \\ &= A_{\min} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} = \alpha_2 A_{\min} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

где α_2 — постоянная величина, зависящая от показателя адиабаты.

Постоянные для вычисления критической скорости и максимального расхода газа

Рабочее тело	Показатель адиабаты	$\beta_{кр}$	α_1	α_2
Газ (двухатомный)	1,40	0,528	1,08	0,686
Перегретый пар	1,30	0,546	1,055	0,667
Сухой насыщенный пар (в пределах 0 ... 150 °С)	1,135	0,577	1,03	0,623

Значения коэффициентов $\beta_{кр}$, α_1 и α_2 приведены в табл. 4.1.

Для сопла Лавалья массовый расход определяется в минимальном сечении по критической скорости по (4.14). Наиболее просто скорость истечения водяного пара находят по (4.5) с помощью диаграммы i - s (рис. 4.5). Проведя адиабату из точки 1, характеризующей начальное i_1 состояние рабочего тела (p_1, t_1) до изобары p_2 (точка 2), определим начальное i_1 и конечное i_2 значения энтальпии, а затем и скорость истечения по (4.5). Критическая скорость определится по энтальпии i_K при критическом давлении $p_K = \beta_{кр} p_1$.

Таким образом, сопло Лавалья способно обеспечить достижение сверхзвуковой скорости с использованием всего перепада давления, но расход газа при этом не возрастает выше расхода при критической скорости.

Принципиальная схема струйного аппарата для пневмотранспорта и изменение давления по его длине приведены на рис. 4.6. В соответствии с данной схемой рабочий воздух с давлением p_1 подводится к соплу 1. Поскольку обычно $\beta < \beta_{кр}$, то сопло имеет расширяющуюся часть (сопло Лавалья). В нем давление воздуха снижается до p_2 , а скорость возрастает

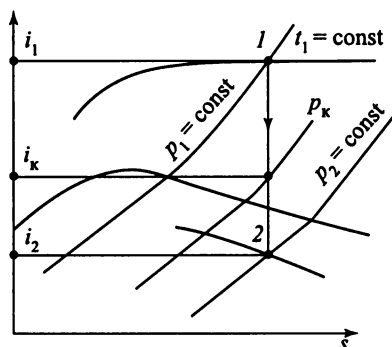


Рис. 4.5. Процесс расширения пара в сопле Лавалья на диаграмме i - s

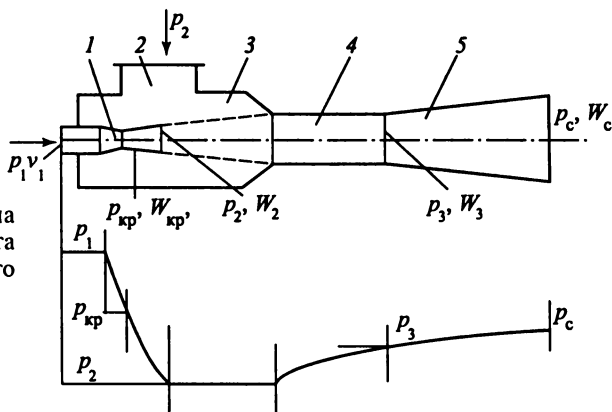


Рис. 4.6. Схема струйного аппарата для пневматического транспорта

до W_2 . В выходном сечении сопла $W_2 > W_{кр}$. Рабочий воздух, выходящий из сопла в приемную камеру 3 со скоростью W_2 , инжектирует из приемного патрубка 2 сыпучий материал и передает ему часть кинетической энергии. Смесь воздуха и транспортируемого материала поступает в камеру смешивания 4, где выравнивается поле скоростей, и давление повышается до p_3 . Далее смесь поступает в диффузор 5, здесь давление потока повышается до p_c .

Струйные аппараты рассчитываются на основании законов термо-, гидро- и газодинамики.

Геометрические размеры сопел струйных аппаратов определяют по формулам термодинамики.

При отношении давлений $p_2/p_1 < \beta_{кр}$ рабочее сопло аппарата выполняется расширяющимся. Площадь его критического сечения $A_{мин}$ находят из уравнения сплошности:

$$A_{мин} = M_s v_{кр} / W_{кр}. \quad (4.15)$$

В (4.15) величина M_s задана, $v_{кр}$ определяют из уравнения адиабаты:

$$v_{кр} = \frac{v_1}{\left(\frac{p_{кр}}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}} = \frac{v_1}{\beta_{кр}^{\frac{1}{k}}},$$

а критическую скорость — по (4.13).

Площадь выходного сечения сопла Лаваля также вычисляют по уравнению сплошности:

$$A_2 = \frac{M_s v_2}{W_2}, \quad (4.16)$$

где W_2 — скорость на выходе из сопла, определяемая по (4.6).

Удельный объем находят из уравнения адиабаты: $v_2 = v_1/\beta^{1/k}$.

Определив площади сечений $A_{\min}$ и A_2 и задавшись углом конусности 10–12°, можно найти длину расширяющейся части сопла. Профиль и длину входной части сопла до критического сечения выбирают из конструктивных соображений.

Когда в потоке газа под влиянием какого-либо возмущения (обтекания препятствия и т.п.) происходят резкая, практически мгновенная перестройка течения, резкое торможение и сжатие сверхзвукового потока и переход его к дозвуковому, то такую перестройку потока называют *адиабатическим скачком уплотнения*. Подобные скачки уплотнения весьма распространены в реальных сверхзвуковых течениях. После скачка уплотнения происходят возрастание статического давления, температуры и плотности газа, но резкое снижение полного давления (давление торможения) p^* и плотности торможения ρ^* .

Если плоскость скачка уплотнения располагается перпендикулярно движению потока, то адиабатический скачок уплотнения называется *прямым*. В сверхзвуковых потоках, как показывает опыт, возникают и *косые скачки*, расположенные под углом к направлению потока. В косом скачке меняется не только величина, но и направление скорости движения.

При полете летательного аппарата со сверхзвуковой скоростью при входе воздуха в воздухозаборный канал происходят значительные потери полного давления, связанные с образованием скачков уплотнения. Работоспособность воздуха в двигателе будет тем больше, чем меньше эти потери, поэтому организация входа воздуха, создание оптимальных скачков уплотнения имеют решающее значение для применения таких аппаратов.

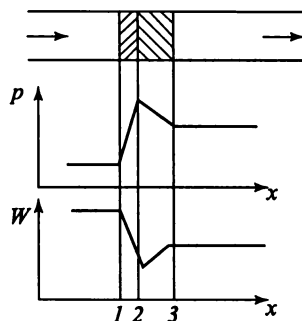
В тех случаях, когда на весьма малом участке канала происходит выделение *теплоты*, вызывающее мгновенную перестройку течения, то говорят о *тепловых скачках*.

Для дозвуковой области течения выделение теплоты приводит к однозначному изменению состояния: расширению газа и увеличению скорости (числа Маха).

Для сверхзвуковой области течения возникают сложные тепловые скачки. Значительный интерес могут представлять два вида тепловых скачков: распространение детонации горения, а также так называемые «скачки конденсации».

В отличие от медленного горения, детонационное горение распространяется с огромными скоростями порядка километров в секунду и сопровождается значительными разрушительными действиями. Последнее свидетельствует о возникновении в самой волне (и особенно при обтекании ею препятствий) весьма высоких давлений. Известно, что скорость распространения детонационной волны превосходит скорость звука в начальной смеси. По мнению проф. Л.А. Вулиса, детонационная волна представляет собой два последовательных скачка — адиабатический, переводящий газ из сверхзвукового движения в дозвуковое, и тепловой — в дозвуковом потоке. Схема детонаци-

Рис. 4.7. Схема детонационной волны во фронте пламени



онной волны представлена на рис. 4.7. Так на участке 1–2 происходит адиабатический скачок уплотнения, а в зоне горения 2–3 — чисто тепловой скачок во фронте пламени.

Более подробные сведения можно почерпнуть из специальной литературы.

Для сравнения работы сопла Лавала при расчетном и нерасчетном режимах работы рассмотрим пример расчета реакции струи, когда из ра-

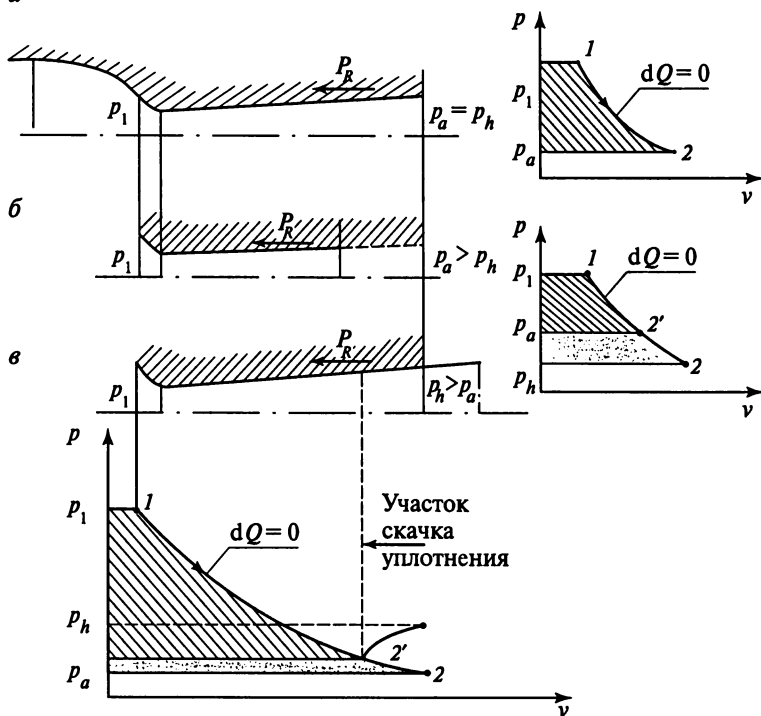


Рис. 4.8. Влияние режима истечения на величину реакции струи:
а — расчетный режим; б — истечение с недорасширением; в — истечение с перерасширением

кетного двигателя (рис. 4.8) происходит истечение жидкости или газа со скоростью W_a .

Давление в выходном сечении сопла p_a , а в окружающей среде — p_h . При сверхкритическом истечении ($M_a > 1$) давление на срезе сопла не зависит от силы противодействия, а определяется начальным давлением p_1 в камере и процессом изменения состояния в сопле. Частный случай равенства давлений на срезе сопла и в окружающей среде $p_a = p_h$ называется «расчетным режимом» истечения. В таком сопле возникает результирующая сила (тяга) P_R , направленная в сторону, противоположную истечению, и в общем случае пропорциональная W — скорости движения жидкости вдали от выходного сечения сопла аппарата.

В случае $p_a > p_h$ происходит «недорасширение» до скорости W_a («укороченное» сопло), потеря энергии и недополучение требуемой тяги.

В случае $p_a < p_h$ происходит «перерасширение», газовая струя по выходе из сопла приходит к давлению окружающей среды путем одного или нескольких скачков уплотнения. Максимум величины W приходится на «расчетный режим», поскольку и при «перерасширении», и скачках уплотнения скорость потока замедляется, а тяга P_R падает.

ГЛАВА 5

ЦИКЛЫ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

5.1. Круговые процессы (циклы), прямые и обратные.

Циклы теплосиловых установок, холодильных машин и тепловых насосов

Мы уже знаем, что термодинамика возникла как наука, когда появилась необходимость научного обоснования принципа действия паровой поршневой машины и разработки метода ее расчета. Поэтому и те формулировки второго начала термодинамики, которые были предложены ее создателями, постулируют условие, при котором возможно превращение теплоты в работу в круговом процессе.

Круговые процессы, или циклы, необходимы для непрерывного получения механической работы (в тепловом двигателе) или непрерывного переноса теплоты от менее разогретого тела к более нагретому (в холодильной установке).

Циклы, у которых работа $l_{\text{ц}}$ в процессе расширения больше работы в процессе сжатия, называются *прямыми* циклами (рис. 5.1, а). Прямые циклы являются циклами тепловых двигателей.

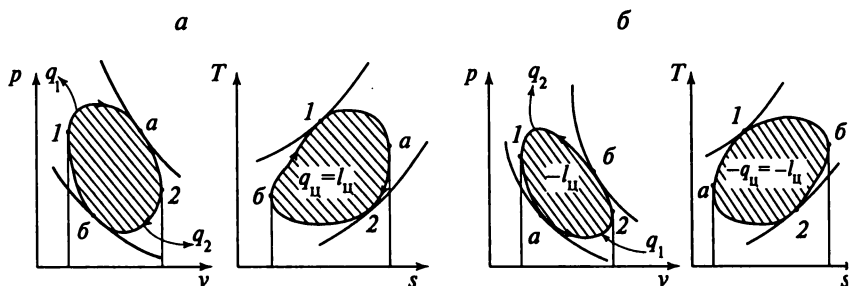


Рис. 5.1. Прямые (а) и обратные (б) циклы

Степень совершенства прямых циклов оценивается *термическим КПД*:

$$\eta_t = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1}. \quad (5.1)$$

Циклы, у которых работа в процессе расширения меньше работы в процессе сжатия, называются *обратными* циклами. Эти циклы являются циклами холодильных установок и тепловых насосов (рис. 5.1, б).

Если холодильные установки предназначены для переноса теплоты от менее нагретого тела к более нагретому (часто — в окружающую среду), то в тепловых насосах происходит *повышение температурного уровня* теплоты для последующего ее использования (рис. 5.2).

Показателем энергетической эффективности холодильных установок служит *холодильный коэффициент*

$$\varepsilon = \frac{q_1}{|l_u|}, \quad (5.2)$$

а тепловых насосов — *коэффициент трансформации теплоты*

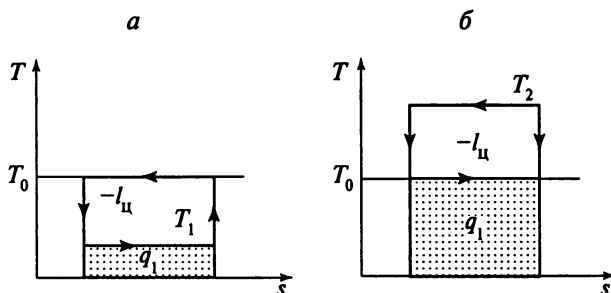


Рис. 5.2. Циклы холодильной установки (а) и теплового насоса (б)

$$\mu = \frac{q_2}{|l_u|} = \frac{q_1 + |l_u|}{|l_u|} = \varepsilon + 1, \quad (5.3)$$

называемый иногда *отопительным коэффициентом*.

В ходе развития термодинамики и применения ее в различных областях науки и техники было предложено большое число формулировок, определяющих действие второго начала в соответствующих областях научной и инженерной деятельности человека. Приведем из них три основных формулировки.

Одна из классических формулировок второго начала термодинамики вытекает из опыта односторонности теплообмена, сформулированного в виде так называемого постулата Клаузиуса: *теплота не может переходить от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой самопроизвольно, без компенсации*.

Применительно к теории круговых процессов определение может быть дано в редакции (называемой иногда именем С. Карно): *для непрерывного сколь угодно долгого превращения теплоты в работу необходимо иметь по крайней мере два источника теплоты разной температуры: теплоотдатчик более высокой температуры и теплоприемник меньшей температуры*.

Следующая формулировка нуждается в предварительных пояснениях. Известно, что вечным двигателем принято называть такой неосуществимый двигатель, который создает энергию из ничего, т.е. противоречит закону сохранения энергии. Будем называть его вечным двигателем первого рода.

В курсе термодинамики рассматривается, кроме того, вечный двигатель второго рода, особенность которого состоит в том, что он работает только при одном источнике теплоты – теплоотдатчике. Из этого следует, что вся подводимая теплота процесса в нем полностью превращается в работу, и, значит, его термический КПД цикла $\eta_t = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1}$

и при $|q_2| = 0$ оказывается равным единице. Все это противоречит второму началу термодинамики и, в частности, первой его формулировке. Поэтому третья формулировка второго начала термодинамики утверждает следующее: *вечный двигатель второго рода невозможен* (постулат Томсона–Кельвина).

Приведенные формулировки второго начала термодинамики применительно к тепловым двигателям вскрывают специфические свойства теплоты: *всегда при совершении кругового процесса (цикла) только часть подведенной теплоты может преобразовываться в работу*.

5.2. Цикл Карно, теорема Карно. Обобщенные и эквивалентные циклы Карно

Самым невыгоднейшим теоретическим циклом теплового двигателя, имеющим *наибольший термический КПД в заданном температурном интервале*, является цикл, предложенный французским ученым Сади Карно. Цикл Карно должен в этом случае состоять из *равновесных обратимых процессов*, поскольку только в этом случае будут отсутствовать потери энергии, сопутствующие всякому неравновесному процессу. Для получения наибольшего КПД цикла следует выбрать такие равновесные процессы, которые давали бы при расширении рабочего тела невыгоднейшее преобразование энергии в работу, а при сжатии — наименьшие затраты энергии. В этом случае особое значение приобретают изотермы и адиабаты. Для осуществления обратимого процесса теплообмена достаточно иметь один источник тепла постоянной температуры, обменивающийся с рабочим телом теплотой при бесконечно малой разности температур. Для адиабатных процессов в связи с отсутствием теплообмена понятие о термической обратимости полностью отпадает, а механическая необратимость достигается бесконечно медленным протеканием процесса при бесконечно малой разности давлений между рабочим телом и окружающей средой.

Кроме того, эти процессы являются самыми выгодными с точки зрения получения работы, так как в изотермическом процессе вся сообщаемая теплота полностью превращается в работу, а в адиабатном процессе работа производится только за счет уменьшения запаса внутренней энергии рабочего тела.

Таким образом, для осуществления цикла Карно необходимо иметь всего два источника тепла (теплоотдатчик и теплоприемник), температура которых не изменяется при теплообмене с рабочим телом.

Цикл Карно представлен в диаграммах pV и Ts на рис. 5.3. По изотерме 1—2 подводится теплота q_1 при температуре T_1 , затем по адиабате 2—3 продолжается расширение рабочего тела, при этом температура снижается до T_2 .

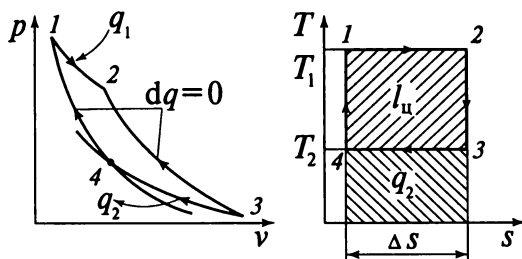


Рис. 5.3. Цикл Карно

Изотермическое сжатие 3–4 сопровождается отводом теплоты q_2 при температуре T_2 , а затем в результате адиабатного сжатия 4–1 рабочее тело возвращается в первоначальное состояние. Работа в цикле Карно $l_{\text{ц}} = q_1 |q_2|$ измеряется площадью 1–2–3–4, ограниченной двумя изотермами и двумя адиабатами.

При выводе формулы для термического КПД цикла Карно воспользуемся формулой $\eta_t = 1 - |q_2|/q_1$.

Находим значения подводимой и отводимой в цикле Карно теплоты:

$$q_1 = T_1 \Delta s; |q_2| = T_2 \Delta s.$$

Тогда КПД цикла Карно

$$\eta_{\text{тК}} = 1 - \frac{T_2 \Delta s}{T_1 \Delta s} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.4)$$

Теорема Карно гласит, что термический КПД цикла Карно не зависит от физических свойств рабочего тела, поскольку в (5.4) не входят характеристики, определяющие свойства этого тела.

Анализ (5.4) показывает, что $\eta_{\text{тК}} = 1$ при $T_1 \rightarrow \infty$ или $T_2 = 0$ и $\eta_{\text{тК}} = 0$ при $T_1 = T_2$, что подтверждает формулировки второго начала термодинамики.

Цикл Карно на практике неосуществим, так как реальные процессы, протекающие в тепловых двигателях, не являются изотермическими и адиабатными, и выполнить их практически невозможно. Несмотря на это, значение цикла Карно очень велико, поскольку его термический КПД является пределом для данного интервала температур.

Чем ближе при одинаковом интервале температур термический КПД рассматриваемого цикла к термическому КПД цикла Карно, тем совершенней двигатель.

Если в цикле Карно обратимые адиабатные процессы заменить любыми другими обратимыми эквидистантными (равноотстоящими) кривыми, то получим так называемый *обобщенный цикл Карно* (рис. 5.4).

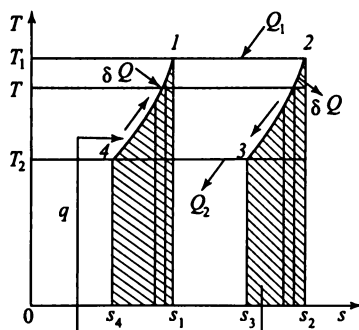
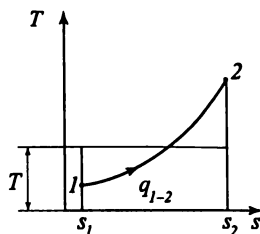


Рис. 5.4. Обобщенный цикл Карно

Рис. 5.5. Средняя термодинамическая температура



Термический КПД такого цикла равен термическому КПД цикла Карно. Достигается это в том случае, если отведенное от рабочего тела в процессе расширения 2–3 количество теплоты δQ подводится к рабочему телу в процессе сжатия 4–1 («возвращается» в цикл). «Возврат» теплоты осуществляется при помощи точечных источников теплоты ($q_{\text{рег}}$), называемых *регенераторами*, а процесс возврата теплоты в цикл – *регенерацией*.

Для сравнения степени термодинамического совершенства циклов различных тепловых двигателей используют понятие об *эквивалентном цикле Карно*. При этом выражают количество подведенной и отведенной теплоты через их средние термодинамические температуры.

Средней термодинамической температурой $\bar{T}$ называют условную постоянную температуру, при которой в одинаковом интервале энтропий участвует такое же количество теплоты, что и при переменной температуре (рис. 5.5):

$$\bar{T} = \frac{q_{1-2}}{s_2 - s_1} = \frac{\int_1^2 c dT}{s_2 - s_1} = \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{T_2}{T_1}}. \quad (5.5)$$

Подсчитывая для произвольного цикла $a-1-b-2$ средние термодинамические температуры подвода и отвода теплоты (рис. 5.6) как

$$\bar{T}_1 = \frac{q_1}{s_b - s_a} \quad \text{и} \quad \bar{T}_2 = \frac{|q_2|}{s_b - s_a},$$

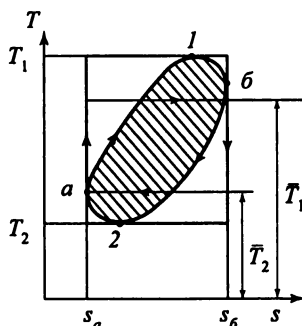


Рис. 5.6. Эквивалентный цикл Карно

определим термический КПД этого цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{\bar{T}_2(s_b - s_a)}{\bar{T}_1(s_b - s_a)} \quad \text{или} \quad \eta_t = 1 - \frac{\bar{T}_2}{\bar{T}_1}. \quad (5.6)$$

Эквивалентный цикл Карно, эквивалентный данному циклу по величине работы и эффективности превращения теплоты в работу, изображится в виде прямоугольника с изотермами $\bar{T}_1$ и $\bar{T}_2$ и адиабатами $s_a = \text{const}$ и $s_b = \text{const}$.

Из рис.5.6 видно, что термический КПД цикла Карно больше КПД любого иного цикла, осуществляемого в тех же пределах температур. Действительно, поскольку $T_1 > \bar{T}_1$, а $T_2 < \bar{T}_2$, то $\eta_{\text{К}} > \eta_t$.

5.3. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

Реальные ДВС, их индикаторные диаграммы и идеальные циклы – оценка их коэффициентами полезного действия. Двигателями внутреннего сгорания называют тепловые двигатели, рабочим телом которых являются газообразные продукты сгорания топлива, при этом сгорание осуществляется непосредственно внутри двигателя. ДВС имеют поршневую или роторную конструкцию.

Запись реального процесса, протекающего внутри цилиндра ДВС, называют его индикаторной диаграммой. Рассмотрим кратко индикаторную диаграмму четырехтактного ДВС с внутренним смесеобразованием и воспламенением от сжатия (дизель) (рис. 5.7).

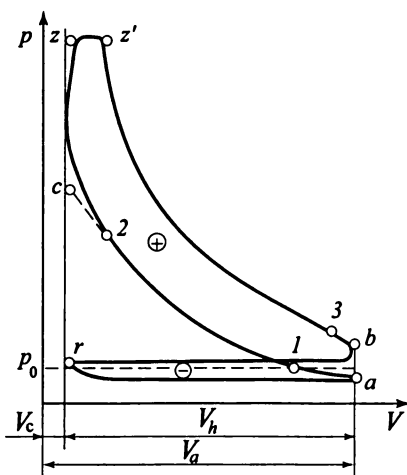


Рис. 5.7. Индикаторная диаграмма четырехтактного дизеля:

p_0 – атмосферное давление; V_c – объем камеры сгорания; V_h – объем, соответствующий ходу поршня

При движении поршня от верхней мертвой точки (ВМТ) к нижней (НМТ) через открытый впускной клапан в цилиндр поступает воздух (такт всасывания, впуска) в процессе $r-a$. Второй такт сжатия $a-c$ происходит при ходе поршня от НМТ до ВМТ при закрытых впускном и выпускном клапанах. На подходе поршня к ВМТ в сжатый воздух подается через специальную форсунку топливо, которое после распыливания самовоспламеняется. При этом выделяется большое количество теплоты, вследствие чего значительно возрастают давление (точка Z) и температура (точка Z') продуктов сгорания. Одновременно начинается третий такт – рабочий ход (процесс $c-Z-Z'-b$). Четвертый такт – выпуск (процесс $b-r$) происходит при ходе поршня от НМТ до ВМТ при открытом выпускном клапане. Затем процессы повторяются.

Реальные процессы не совпадают с тактами. Так выпуск газов и наполнение цилиндров воздухом начинаются раньше и заканчиваются позже соответствующих тактов, в зависимости от времени открытия соответствующих клапанов. Топливо также подается с «опережением», а его подача заканчивается уже на такте расширения.

Площадь индикаторной диаграммы в координатах $p-v$ характеризует работу, которая подразделяется на две части. Отрицательную работу (знак минус на диаграмме) называют работой насосных потерь $L_{н.п.}$, а положительную (знак плюс на диаграмме) – индикаторной работой цикла L_i .

Отношение индикаторной работы к теплоте, вносимой в цилиндр за цикл, называют *внутренним* или *индикаторным КПД*:

$$\eta_i = L_i / Q_1. \quad (5.7)$$

Двухтактные ДВС отличаются от четырехтактных тем, что в них процессы наполнения и выпуска совмещены по времени. Так, на рис. 5.8 представлена индикаторная диаграмма двухтактного дизеля с двумя типами окон – продувочными и выпускными, открываемыми и закрываемыми телом поршня.

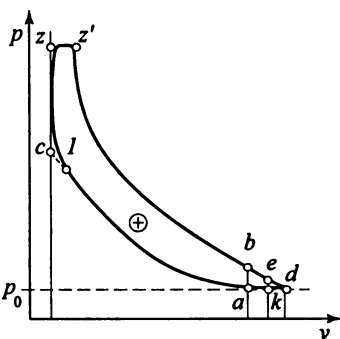


Рис. 5.8. Индикаторная диаграмма двухтактного дизеля

Процесс сжатия начинается при ходе к ВМТ после закрытия телом поршня всех окон в точке a . В районе ВМТ подается топливо, распыливается и самовоспламеняется. Рабочий ход заканчивается в точке b в момент открытия выпускных окон. В точке e открываются продувочные окна, через которые подается специально подготовленный воздух. Процесс продувки заканчивается в точке k , в которую переходит поршень после НМТ. Процесс выпуска отработавшей газовой смеси, происходивший и во время наполнения свежим зарядом воздуха, заканчивается в точке a , после чего цикл повторяется.

Принципиальные отличия протекания процессов в карбюраторных двигателях от дизелей заключаются лишь в том, что в таких ДВС впуск и сжатие подготовленной вне цилиндра смеси топлива с воздухом производятся до состояния, не допускающего самовоспламенение и обеспечивающего принудительное воспламенение в нужный момент от специальной системы зажигания. Характер используемого топлива способствует такой специфике процесса повышения давления, когда сгорание топлива происходит практически при постоянном объеме.

Процессы, протекающие в действительных ДВС, в совокупности не образуют термодинамически замкнутого цикла. Поэтому при исследовании ДВС методами термодинамики приходится вводить ряд допущений, которые позволяют перейти от индикаторных диаграмм к идеальным циклам ДВС.

1. Реальные процессы сжатия и расширения заменяют равновесными (обратными) адиабатами.

2. Процессы горения топлива заменяют равновесными процессами подвода теплоты в изохорном и(или) изобарном процессах, а процессы наполнения и выпуска заменяют равновесным изохорным процессом отвода теплоты.

3. Меняющие свои свойства воздух, смесь его с топливом и продукты их сгорания заменяют рабочим телом с неизменными свойствами, к которому подводится и от которого отводится теплота.

4. Отрицательную по величине работу насосных потерь учитывают в механических потерях ДВС.

Подобные допущения позволяют заменить индикаторные диаграммы идеальными циклами, не взирая на тактность ДВС, а по соотношениям между параметрами в равновесных процессах, сложенных в идеальные циклы, вычислить *термические КПД* ДВС.

Реальные процессы, совершающиеся в ДВС, являются неравновесными, а следовательно, и необратимыми. Их протекание сопровождается диссипацией и деградацией энергии, т.е. потерей работы. Степень приближения реальных процессов к идеальным оценивается внутренним относительным КПД η_{oi} , а экономическое совершенство реального цикла — внутренним абсолютным (индикаторным) КПД η_i . Связь этих

КПД с термическим η_t находят из соотношений:

$$\eta_i = \frac{L_i}{Q_i}; \quad \eta_t = \frac{L_t}{Q_t}; \quad \eta_{oi} = \frac{L_i}{L_t} = \frac{\eta_i}{\eta_t}, \quad (5.8)$$

где L_i и L — соответственно действительная (индикаторная) работа и работа идеального цикла;

Q_t — количество подведенной за цикл теплоты.

В итоге получаем соотношение

$$\eta_i = \eta_t \eta_{oi}. \quad (5.9)$$

Отдаваемая на потребителя работа (мощность) называется эффективной N_e . Она отличается от индикаторной ($N_i = L_i/\tau$, где τ — время цикла) на величину механических потерь

$$\Delta N_{\text{мех}} = N_i - N_e. \quad (5.10)$$

Механический КПД двигателя

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{N_e}{N_i} = \frac{L_e}{L_i} \frac{Q_i}{Q_t} = \frac{\eta_e}{\eta_t} \quad (5.11)$$

или

$$\eta_e = \eta_i \eta_{\text{мех}} = \eta_t \eta_{oi} \eta_{\text{мех}}. \quad (5.12)$$

Мощность механических потерь учитывает:

потери на трение во всевозможных узлах и передачах;

работу насосных потерь (вспомним индикаторную диаграмму ДВС);

потери механической энергии на привод навешенных на коленчатый вал механизмов на собственные нужды двигателя, например, насосов систем питания, охлаждения, смазывания и т.п.

Эффективный КПД двигателя обычно вычисляется по результатам испытания по формуле

$$\eta_e = \frac{3600 N_e}{B_{\text{ч}} Q_{\text{H}}^{\text{p}}} = \frac{3600}{Q_{\text{H}}^{\text{p}} \frac{B_{\text{ч}}}{N_e}} = \frac{3600}{Q_{\text{H}}^{\text{p}} g_e}, \quad (5.13)$$

где $B_{\text{ч}}$ — часовой расход топлива, кг/ч; Q_{H}^{p} — низшая рабочая теплота сгорания топлива, кДж/кг; g_e — удельный эффективный часовой расход топлива, кг/кВт·ч.

Таким образом, *при конкретном топливе удельный эффективный часовой расход топлива обратно пропорционален эффективному КПД двигателя.*

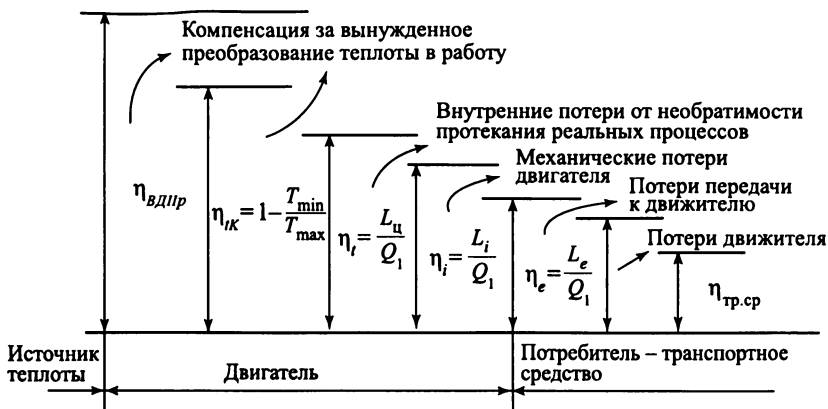


Рис. 5.9. Схема преобразования энергии от источника теплоты до потребителя

Формула (5.12) позволяет проанализировать направления повышения эффективности двигателя с использованием аппарата термодинамического исследования.

На рис. 5.9 представлена ступенчатая связь между коэффициентами полезного действия в процессе преобразования энергии от первичного источника в механическую энергию — работу транспортного средства.

Полное преобразование теплоты в работу — вечный двигатель второго рода ($\eta_{вдир} = 1$) противоречит второму началу термодинамики, а термодинамический предел (в заданном интервале температур) возможен в цикле Карно ($\eta_{ик}$).

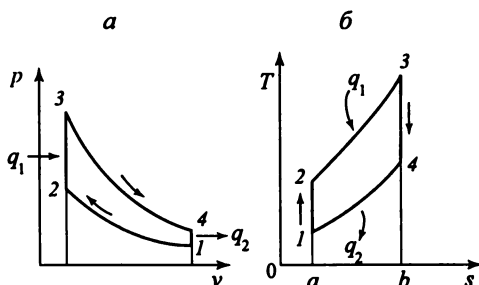
Термические КПД идеальных циклов η_i и η_e реальных двигателей всегда ниже КПД цикла Карно. Внутренние потери, связанные с необратимостью реальных процессов, степень отличия их от идеальных процессов оцениваются относительным индикаторным КПД η_{oi} , а механические потери — механическим КПД $\eta_{мех}$.

Далее эффективный КПД двигателя η_e уменьшается за счет механических потерь передачи к движителю (колеса, винт и т.п.), а затем и за счет потерь механической энергии, определяемых КПД *движителя* ($\eta_{тр.сп}$).

Представленная схема, справедливая для любого теплового двигателя, работающего на какой-либо потребитель, позволяет представить место частного КПД в общей системе коэффициентов полезного действия, оценить его весомость, рассмотреть возможности его повышения и влияние на общий КПД транспортной установки.

Идеальные циклы Отто, Тринклера, Стирлинга. Вывод формул термических КПД циклов. Цикл с изохорным подводом теплоты называют циклом Отто. По этому циклу работают все карбюраторные и газовые дви-

Рис. 5.10. Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме



гатели, у которых топливно-воздушная смесь готовится вне цилиндра, а воспламенение происходит от постороннего источника.

Цикл карбюраторного двигателя в диаграммах $p-v$ и $T-s$ (рис. 5.10) совершается следующим образом: по адиабате $1-2$ происходит сжатие рабочего тела; по изохоре $2-3$ — подвод теплоты q_1 .

Количество подведенной теплоты q_1 в диаграмме $T-s$ изображается площадью $a-2-3-b$. По адиабате $3-4$ осуществляется расширение, а по изохоре $4-1$ — отвод теплоты q_2 к холодному источнику. Количество отведенной теплоты на диаграмме $T-s$ характеризуется площадью $a-1-4-b$. Полезная работа, полученная в цикле, на диаграмме $p-v$, равна площади $1-2-3-4$.

Термический КПД цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1}.$$

Количество подводимой и отводимой теплоты в изохорных процессах $2-3$ и $4-1$

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2) \text{ и } |q_2| = c_v(T_4 - T_1).$$

Подставляя значения q_1 и q_2 в формулу для термического КПД, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}.$$

Температуры в основных точках цикла связаны между собой зависимостью $T_2/T_1 = T_3/T_4 = (v_1/v_2)^{k-1} = \epsilon^{k-1}$ (здесь $v_1/v_2 = \epsilon$ — степень сжатия).

После подстановки последнего выражения найдем

$$\eta_t = 1 - 1/\epsilon^{k-1}. \quad (5.14)$$

Из (5.14) следует, что *термический КПД цикла с изохорным подводом теплоты зависит только от степени сжатия (ϵ) и показателя адиабаты (k), характеризующего физические свойства рабочего тела.*

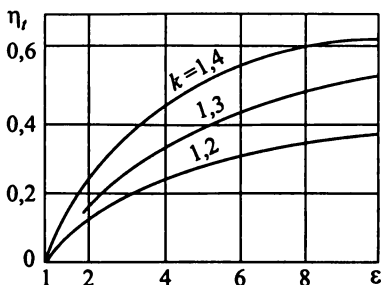


Рис. 5.11. Зависимость КПД цикла от степени сжатия и показателя адиабаты

С увеличением степени сжатия и показателя адиабаты термический КПД цикла возрастает (рис. 5.11). Однако следует иметь в виду, что степень сжатия в двигателях с изохорным подводом зависит от температуры в конце сжатия T_2 . У карбюраторных двигателей степень сжатия 5–10 (не более).

Цикл с изохорно-изобарным подводом теплоты называют циклом Тринклера (а иногда – по фамилии французского инженера – циклом Сабатэ). По данному циклу работают дизели. В них сжатию подвергается воздух, топливо в цилиндры подается насосом в конце сжатия. Воспламеняется оно от высокой температуры, полученной при сжатии воздуха. Цикл с изохорно-изобарным подводом теплоты в диаграммах $p-v$ и $T-s$ приведен на рис. 5.12.

Выведем формулу для термического КПД этого цикла. Теплота в цикле подводится по изохоре 2–3: $q'_1 = c_v(T_3 - T_2)$, и по изобаре 3'–3: $q''_1 = c_p(T_3 - T_{3'})$, а отводится q_2 по изохоре 4–1: $|q_2| = c_v(T_4 - T_1)$.

Подставляя в формулу для термического КПД значения q'_1 , q''_1 и q_2 , получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q'_1 + q''_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_3 - T_{3'})}. \quad (5.15a)$$

Обозначим $v_1/v_2 = \epsilon$ – степень сжатия; $v'_3/v_3 = v'_3/v_2 = T_3/T'_3 = \rho$ – степень предварительного расширения; $p_3/p_2 = T'_3/T_2 = \lambda$ – степень повышения давления.

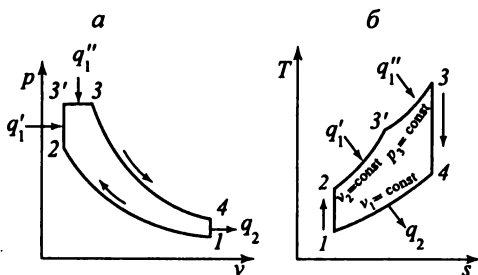


Рис. 5.12. Цикл ДВС с комбинированным подводом теплоты

Выразим температуры, входящие в выражение (5.15а), через температуру T_1 , воспользовавшись для этого соотношениями между параметрами в адиабатном, изохорном и изобарном процессах:

$$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1}; \quad T_3 = T_2 p_3 / p_2 = T_1 \epsilon^{k-1} \lambda;$$

$$T'_3 = T_3 v'_3 / v_3 = T_1 \epsilon^{k-1} \lambda \rho;$$

$$T_4 = T'_3 (v'_3 / v_4)^{k-1} = T'_3 (v'_3 / v_3)^{k-1} (v_3 / v_1)^{k-1} = T_1 \lambda \rho^k.$$

Подставляя значения найденных температур в формулу (5.15а), получаем

$$\begin{aligned} \eta_I &= 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda \epsilon^{k-1} - \epsilon^{k-1}) + k(\lambda \rho \epsilon^{k-1} - \lambda \epsilon^{k-1})} = \\ &= 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\epsilon^{k-1}[(\lambda - 1) + \lambda k(\rho - 1)]}. \end{aligned} \quad (5.156)$$

Из (5.156) следует, что термический КПД цикла возрастет с увеличением степени сжатия ϵ и степени повышения давления λ и уменьшается с увеличением степени предварительного расширения ρ .

В 1816 г. в Великобритании пастору Роберту Стирлингу, занимавшему пост министра по делам церкви в Шотландии, был выдан патент на двигатель, использующий нагретый воздух в качестве рабочего тела. Изготовление таких двигателей началось в 1818 г. Они приводили в действие водяные насосы, воздухоудки и станки на мелких фабриках, где негодились громоздкие паровые машины. Изобретение Р. Стирлинга намного опередило свое время. Р. Стирлинг, естественно, не знал термодинамики, в то время этой науки еще не существовало. Но он интуитивно реализовал в своей машине самый экономичный цикл, названный впоследствии *обобщенным циклом Карно*.

Упрощенная схема двигателя представлена на рис. 5.13.

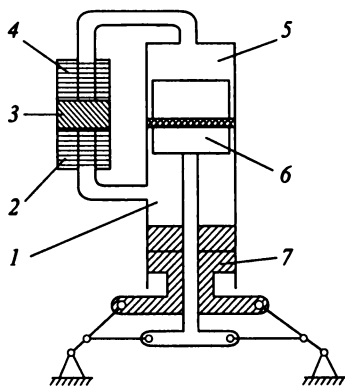


Рис. 5.13. Двигатель Стирлинга

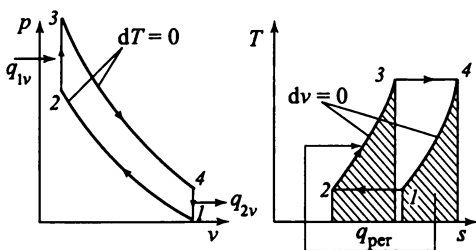


Рис. 5.14. Цикл Стирлинга

В цилиндре установлены один над другим два поршня — вытеснитель 6 и рабочий поршень 7. Вытеснитель делит полость над рабочим поршнем на две части — горячую 5 и холодную 1. Обе части полости соединяются между собой через перепускную магистраль, в которой последовательно установлены холодильник 2, регенератор 3 и нагреватель 4. Поршни в цилиндре движутся попеременно, и их мертвые точки смещены. В начале рабочего цикла вытеснитель находится в ВМТ, а рабочий поршень движется от НМТ к вытеснителю, уменьшая объем холодной полости. При этом теплота от сжимаемого рабочего тела отводится в холодильнике и сжатие происходит при постоянной температуре (процесс 1–2 на рис. 5.14). После того как рабочий поршень достигает своей ВМТ, начинает перемещаться вытеснитель от ВМТ к рабочему поршню, при этом рабочее тело перетекает из холодной полости в горячую при их постоянном суммарном объеме (см. рис. 5.13 и 5.14). В процессе перетекания происходит подвод теплоты q_{1v} к рабочему телу через нагреватель при постоянном объеме (процесс 2–3). В момент приближения вытеснителя к рабочему поршню почти все рабочее тело находится в горячей полости и имеет максимальную температуру. Затем рабочий поршень начинает перемещаться вниз, и дальнейшее движение поршней происходит совместно. При этом происходит изотермическое расширение (процесс 3–4). Давление расширяющихся газов с обеих сторон вытеснителя одинаково, а перепад давлений на рабочий поршень в процессе его перемещения к НМТ приводит к тому, что он передает работу расширения на вал отбора мощности. Эта работа больше, чем работа сжатия охлажденного газа. В НМТ рабочий поршень снова останавливается, а вытеснитель изменяет направление движения и при этом вытесняет рабочее тело из горячей части в холодную. В процессе вытеснения рабочее тело охлаждается, а поскольку суммарный объем горячей и холодной частей постоянен, происходит изохорный отвод теплоты q_{2v} (процесс 4–1). Затем цикл повторяется.

Регенератор, установленный между холодильником и нагревателем, позволяет использовать теплоту $q_{\text{рег}}$ отработавшего расширившегося рабочего тела для подвода ее к рабочему телу перед нагревом.

Двигатель Стирлинга может работать на любом топливе, однако серьезным недостатком является подвод теплоты через теплообменник. Двига-

тель становится громоздким, тяжелым, время перехода с режима на режим увеличивается. Эти двигатели имеют преимущество в тех случаях, когда нельзя или трудно организовать подвод топлива и окислителя для горения, но можно использовать солнечную энергию или энергию распада, например, в космосе или под водой. Они удобны и в гелиоэнергетике.

5.4. Циклы газотурбинных установок

Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянных давлении и объеме. Схема простейшей ГТУ при сгорании топлива при постоянном давлении и его идеальный цикл были приведены в подразд. 3.4.

Первая судовая ГТУ была построена в 1897 г. инженером-механиком русского флота П.Д. Кузьминским и предназначалась для катера. Однако широкое распространение ГТУ получили сравнительно недавно. Это объясняется тем, что для осуществления экономичного и надежного двигателя необходимо было получить особо жаростойкие стали, а также создать турбину и компрессор с высокими КПД.

Термический КПД ГТУ с изобарным подводом теплоты

$$\eta_t = 1 - |q_2|/q_1 = 1 - (T_4 - T_1)/(T_3 - T_2).$$

Для адиабатных процессов сжатия и расширения

$$\pi = p_2/p_1 = (v_1/v_2)^k = \epsilon^k \text{ и } p_3/p_4 = (v_4/v_3)^k.$$

Обозначим $p_2/p_1 = \pi$ — отношение, которое называют *степенью повышения давления в компрессоре*.

В рассматриваемом цикле (см. рис. 3.7) $p_1 = p_4$ и $p_2 = p_3$. Следовательно, $\epsilon = v_1/v_2 = v_4/v_3$ или $v_4/v_1 = v_3/v_2$.

В то же время для изобарных процессов $v_4/v_1 = T_4/T_1$ и $v_3/v_2 = T_3/T_2$. Из установленных соотношений следует: $T_4/T_1 = T_3/T_2$.

Подставляя полученные выражения в формулу для η_t , имеем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1(T_4/T_1 - 1)}{T_2(T_3/T_2 - 1)} = 1 - T_1/T_2.$$

Так как $T_1/T_2 = \epsilon^{1/(k-1)}$, то

$$\eta_t = 1 - 1/\epsilon^{k-1} \quad (5.16)$$

или $\eta_t = 1 - 1/\pi^{(k-1)/k}$, поскольку $\pi = \epsilon^k$.

Таким образом, формула для термического КПД цикла ГТУ с изобарным подводом теплоты совпадает с формулой КПД цикла Отто при одинаковой степени сжатия.

Работы по повышению КПД ГТУ проводились в направлении создания двигателей-турбин взрывного горения. Так, в 1906 г. была запатентована

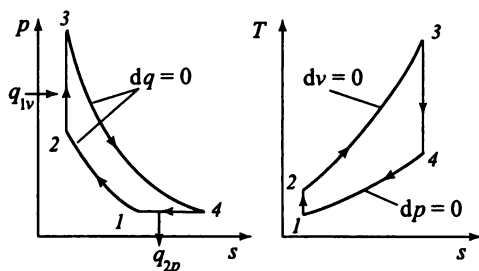


Рис. 5.15. Идеальный цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме

вана, а в 1908 г. построена турбина В. В. Кавродина, осуществлявшая цикл с подводом теплоты при постоянном объеме. Идеальный цикл такой ГТУ представлен на рис. 5.15.

$$\text{Термический КПД цикла} \quad \eta_t = 1 - \frac{q_p}{q_{iv}} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)}.$$

Выразим температуры в характерных точках 1–4 цикла через начальную температуру T_1 и соотношение между параметрами в частных процессах:

$$T_2 = T_1 \pi^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_3 = T_1 \lambda \pi^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_4 = T_1 \lambda^{\frac{1}{k}},$$

где $\lambda = p_3/p_2$ – степень повышения давления при изохорном подводе теплоты.

Подставляя значения этих температур в формулу термического КПД, получим:

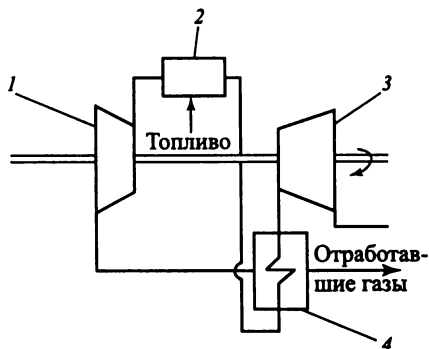
$$\eta_t = 1 - \frac{k(\lambda^{\frac{1}{k}} - 1)}{\pi^{\frac{1}{k}} (\lambda - 1)}. \quad (5.17)$$

Цикл ГТУ с периодическим сгоранием топлива при $v = \text{const}$ более экономичен, но для его осуществления необходима установка в камере сгорания впускных и выпускных клапанов, что усложняет конструкцию и снижает надежность работы установки.

Кроме того, значительные гидравлические сопротивления клапанов существенно снижают термодинамические преимущества цикла, поэтому ГТУ с изохорным подводом теплоты не получили широкого практического применения.

Цикл ГТУ с регенерацией. Максимальная температура цикла газотурбинной установки, а следовательно, степень сжатия ϵ , ограничена той

Рис. 5.16. Принципиальная схема ГТУ с регенерацией с изобарным подводом теплоты



температурой, при которой могут достаточно длительное время работать лопатки газовых турбин. Тем самым ограничиваются и достижимые значения термического КПД газотурбинной установки.

В целях повышения термического КПД ГТУ применяют *регенеративные устройства 4* (рис. 5.16). Регенерация заключается в том, что отработавшие газы турбины 1 используются для подогрева воздуха, поступающего из компрессора 3 в камеру сгорания 2.

Изобары p_1 и p_2 отвода и подвода теплоты в цикле газотурбинной установки на диаграмме Ts являются эквидистантными кривыми. Если у указанных изобар имеются отрезки, расположенные между изотермами, пересекающими обе изобары, то на этих участках изобар возможно организовать регенерацию теплоты.

На рис. 5.17 показан в координатах $p\nu$ и Ts цикл газотурбинной установки с полной регенерацией теплоты. Удельная теплота, подводимая на участке 2–4' изобары p_2 , равна удельной теплоте, отводимой на участке

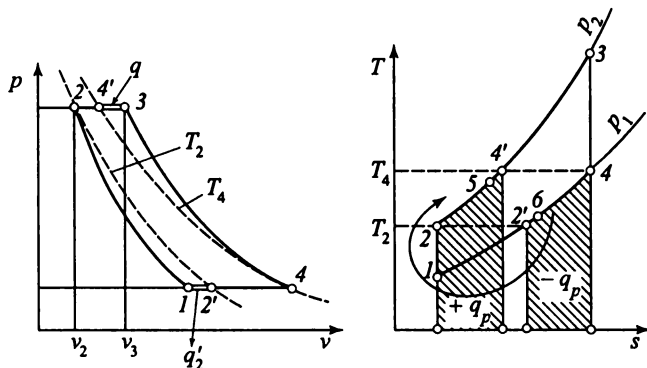


Рис. 5.17. Цикл ГТУ с регенерацией

2–4 изобары p_1 . Эти количества теплоты (обозначенные q_p) не только равны друг другу, но, что особо важно, процессы отвода и подвода теплоты происходят в одинаковых температурных условиях (в пределах температур от T_2 до T_4). Поэтому возможно путем введения в цикл специального теплообменника передать теплоту, отводимую на участке 2–4 от отработавших газов турбины, воздуху, нагнетаемому в камеру сгорания.

Такое мероприятие существенно повышает термический КПД ГТУ, так как из внешней среды заимствуется меньшее количество теплоты $q'_1 = q_1 - q_p$, и во внешнюю среду отводится также меньшее количество теплоты $q'_2 = q_2 - q_p$ (здесь q_1 и q_2 – соответственно подводимая и отводимая теплота в цикле без регенерации).

Термический КПД рассматриваемого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{|q'_2|}{q'_1} = 1 - \frac{|c_p(T_2 - T_1)|}{c_p(T_3 - T_4)}.$$

Поскольку $T_2/T_1 = T_3/T_4$, следовательно,

$$\eta_t = 1 - \frac{[T_1(T_2/T_1 - 1)]}{T_4(T_3/T_4 - 1)} = 1 - T_1/T_4$$

или

$$\eta_t = 1 - 1/\rho, \quad (5.18)$$

так как $T_1/T_4 = T_2/T_3 = v_2/v_3 = 1/\rho$.

Из (5.18) следует, что термический КПД цикла газотурбинной установки с изобарным подводом и полной регенерацией зависит только от температуры T_4 в конце адиабатного расширения газа в турбине (температура T_1 , являясь температурой внешней среды, изменяется весьма незначительно).

В действительных условиях для осуществления теплообмена между газом и воздухом необходима некоторая разность температур. Поэтому температура нагретого воздуха на выходе из регенератора $T_5 < T_4$, а температура газов $T_6 > T_2$. Полнота совершающейся регенерации оценивается значением отношения

$$\sigma = (T_5 - T_2)/(T_4 - T_2), \quad (5.19)$$

называемого *степенью регенерации*. В действительных условиях $\sigma = 0,5 \div 0,7$. При $\sigma < 1$ термический КПД цикла будет меньше, чем в случае полной регенерации.

Сравнительный анализ циклов ДВС и ГТУ при постоянной степени сжатия и в заданном интервале температур. Для оценки совершенства термодинамических циклов ДВС сравним их по эффективности превращения

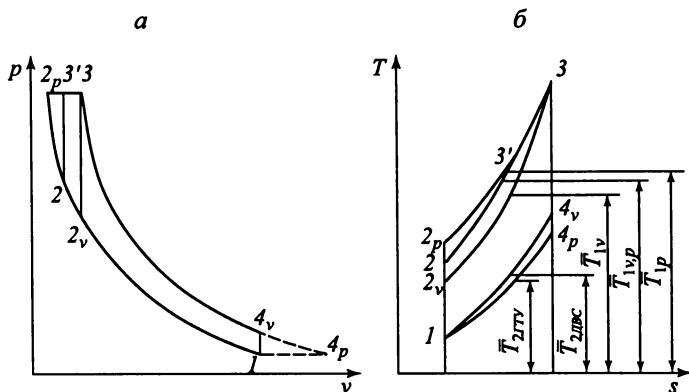


Рис. 5.18. Сравнение циклов ДВС и ГТУ в одинаковом интервале температур и давлений

теплоты в работу. Сравнение циклов проведем для двух случаев: при одинаковой степени сжатия и в одинаковом интервале температур.

Сравнение циклов ДВС при одинаковом значении степени сжатия ϵ , как вытекает из анализа формулы термического КПД цикла с изохорно-изобарным подводом теплоты, показывает: $\eta_{iv} > \eta_{iv,p} > \eta_{ip}$. Это означает, что самым выгодным циклом ДВС является цикл с изохорным подводом теплоты η_{iv} , у которого $p_{\min} = 1$. Цикл ДВС с изобарным подводом теплоты, у которого степень повышения давления $\lambda = 1$, а степень предварительного расширения максимальна ($p > 1$), имеет минимальный термический КПД η_{ip} . Цикл ДВС с изобарным подводом теплоты является идеальным циклом компрессорных дизелей, строившихся в начале прошлого века и перестроенных впоследствии в бескомпрессорные дизели за счет изменения системы распыла топлива. Идеальным циклом в бескомпрессорных дизелях является цикл с изохорно-изобарным подводом теплоты, а его КПД $\eta_{iv,p}$.

Реальные бескомпрессорные дизели имеют более высокий эффективный КПД, чем реальные карбюраторные двигатели, имеющие своим идеальным циклом цикл с изохорным подводом теплоты. Большая экономичность дизелей, работающих по менее совершенному идеальному циклу, объясняется возможностью работы при более высоких степенях сжатия, чем у карбюраторных двигателей, работающих по более совершенному идеальному циклу.

Сравнение циклов ДВС и ГТД в одинаковом интервале температур заключается в замене рассматриваемых циклов эквивалентными циклами Карно путем введения средних термодинамических температур подвода $\bar{T}_1$ и отвода $\bar{T}_2$ теплоты.

На рис. 5.18 представлено сравнение указанных циклов в координатах $p-v$ и $T-s$: 1-2_v-3-4_v – цикл ДВС с изохорным подводом теплоты;

$1-2-3-4_v$ – цикл ДВС с изохорно-изобарным подводом теплоты; $1-2_p-3-4_v$ – цикл с изобарным подводом теплоты; $1-2_p-3-4_p$ – цикл ГТУ с изобарным подводом и отводом теплоты.

Как видно из рисунка, средняя термодинамическая температура подвода теплоты в цикле с изохорно-изобарным подводом $\bar{T}_{1v,p}$ больше, чем в цикле с изохорным подводом теплоты $\bar{T}_{1v}$, но меньше, чем в цикле с изобарным подводом теплоты $\bar{T}_{1p}$. Средняя термодинамическая температура отвода теплоты $\bar{T}_{2v}$, одинаковая для всех циклов ДВС, больше, чем $\bar{T}_{2p}$ в цикле ГТУ. Принимая во внимание формулу $\eta_t = 1 - \bar{T}_2/\bar{T}_1$, найдем $\eta_{t,K} > \eta_{t,ГТУ} > \eta_{t,v,p} > \eta_{t,v}$, т.е. термодинамический КПД цикла ГТУ выше, чем КПД любых ДВС, а термический КПД цикла ДВС с изобарным подводом (имеющим лишь историческое значение) выше КПД циклов дизельных и карбюраторных двигателей. В реальных газотурбинных установках материал камеры сгорания и лопаток турбин, соприкасающийся с потоком газа длительное время, не позволяет осуществить достижение тех же значений $T_{\max}$, что и в ДВС, где лишь в течение одного такта (расширения) стенки находятся в контакте с продуктами сгорания, которые имеют высокую температуру. Поэтому эффективный КПД реальных ГТУ ниже эффективных КПД ДВС.

5.5. Циклы парозенергетических установок

Идеальный цикл Ренкина. Подавляющее большинство теплоэнергетических установок стационарной энергетики составляют паросиловые установки, рабочим телом которых служит водяной пар. Используются такие установки в транспортной энергетике и в подъемно-транспортной технике.

Как указывалось, наиболее совершенным циклом с наивысшим КПД в заданном температурном интервале является цикл Карно. Однако цикл Карно нельзя считать наилучшим для водяного пара с точки зрения полезной работы, производимой в нем. Эта работа весьма мала (на 1 кг пара) из-за больших затрат энергии на привод парокompрессора, в связи с чем за теоретический цикл паросиловой установки принимается цикл Ренкина, в котором вместо парокompрессора используется питательный насос (рис. 5.19, а). В паровом котле *ПК* за счет теплоты q_1 сгоревшего в топке топлива происходит парообразование. Пар, образовавшийся в котле, поступает в пароперегреватель, откуда направляется в паровую машину (турбину) *Т*. В ней тепловая энергия преобразуется в механическую работу. Отработавший пар из машины поступает в конденсатор *Конд*, где, конденсируясь, отдает часть теплоты q_2 охлаждающей воде. Полученный конденсат питательным насосом *ПН* направляется обратно в котел.

В крановых паросиловых установках конденсатор обычно отсутствует, и отработавший пар выпускается в атмосферу, которая выполняет

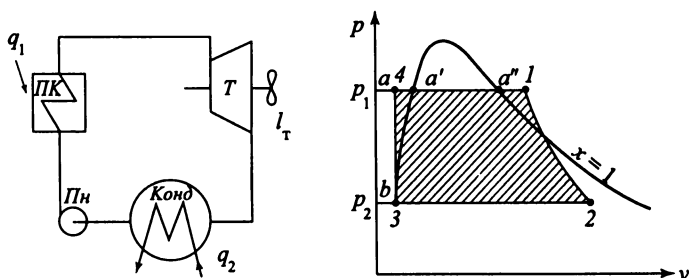


Рис. 5.19. Пароэнергетическая установка:

а – схема; *б* – идеальный цикл (цикл Ренкина) в рабочей диаграмме

функции конденсатора. Питательную воду, подаваемую при этом в котел из специального бака, можно рассматривать как результат конденсации пара в атмосфере.

Теоретический цикл паросиловой установки в диаграмме $p\nu$ изображен на рис. 5.19, б.

В котле при постоянном давлении p_1 происходят подогрев воды до температуры кипения (линия 4– a'), процесс парообразования (линия a' – a'') и процесс перегрева пара (линия a'' –1). Перегретый пар с параметрами p_1 и t_1 поступает в паровую машину или турбину, где он расширяется адиабатно до давления p_2 и энтальпии i_2 (линия 1–2). По выходе из машины пар может остаться перегретым (t_2) или стать влажным (x_2). На рис. 5.19, б процесс расширения пара заканчивается в области влажного пара.

При давлении p_2 в конденсаторе начинается изобарно-изотермический процесс конденсации водяного пара (линия 2–3), в результате которого образуется вода с энтальпией i_3 (i_2'). Полученный конденсат питательным насосом подается в котел (линия 3–4). В результате адиабатного (изохорного) сжатия давление его после насоса будет p_1 , а энтальпия i_4 . Точки начала и окончания процессов в цикле указаны на рис. 5.19.

Работа за цикл $l_{\text{ц}}$ равна разности работ, полученной в машине $l_{\text{м}}$ и затраченной на работу насоса $l_{\text{н}}$. На диаграмме $p\nu$ работа машины численно равна площади a –1–2– b , а работа насоса – площади b –3–4– a . Работа $l_{\text{н}}$ очень мала по сравнению с $l_{\text{м}}$, поэтому обычно считают $l_{\text{н}} \approx 0$, а $l_{\text{ц}} \approx l_{\text{м}}$.

Цикл Ренкина на диаграммах Ts и is показан на рис. 5.20. В этих диаграммах приняты те же обозначения характерных точек цикла, что и на диаграмме $p\nu$ (см. рис. 5.19, б).

В связи с тем, что в результате адиабатного сжатия воды в насосе температура и энтальпия ее повышаются незначительно, точки 3 и 4 на рис. 5.20 практически сольются, а изобары подогрева воды в котле на диаграммах Ts и is совпадут с нижней пограничной кривой. Последнее равносильно сделанному ранее допущению, что $l_{\text{н}} = 0$.

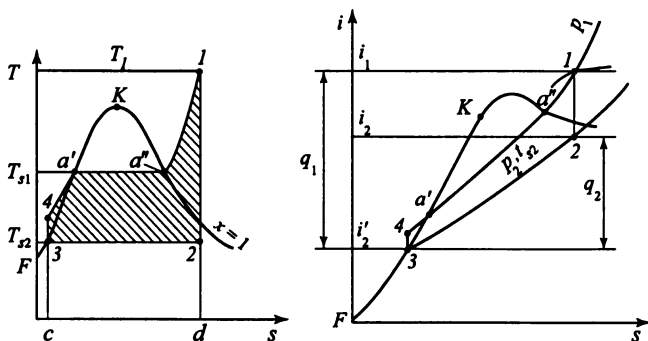


Рис. 5.20. Изображение цикла Ренкина в диаграммах Ts и is

С учетом этого допущения количество теплоты, подведенной в котел в изобарном процессе,

$$q_1 = i_1 - i_4 \approx i_1 - i_3, \quad (5.20)$$

а количество отведенной теплоты

$$|q_2| = i_2 - i_3. \quad (5.21)$$

Работа, полученная за цикл,

$$l_u = q_1 - |q_2| = i_1 - i_2. \quad (5.22)$$

Используя (5.1) и имея в виду, что $i_3 = i'_2$, получаем следующее выражение для термического КПД цикла Ренкина:

$$\eta_{lp} = \frac{l_u}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_2}. \quad (5.23)$$

Работу цикла и его термический КПД можно определить по диаграмме is водяного пара.

При работе крановых машин по разомкнутому циклу температура $t_{п.в}$ питательной воды меньше температуры t_{s2} , в связи с чем дополнительно затрачивается теплота в котле на подогрев ее от $t_{п.в}$ до t_{s2} .

Количество теплоты, подведенной в котел, в данном случае

$$q_1 = i_1 - i_{п.в}, \quad (5.24)$$

а термический КПД цикла

$$\eta_{lp} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_{п.в}}. \quad (5.25)$$

В качестве паровой машины для преобразования теплоты в механическую работу используются многоступенчатые турбины и значительно реже — поршневые машины.

Направления повышения КПД цикла Ренкина. Для получения высоких значений термического КПД цикла Ренкина необходимо повышать начальные параметры пара на входе в турбину p_1 и t_1 и уменьшать противодавление p_2 — давление в конденсаторе. Этот вывод можно сделать из анализа теоретических циклов Карно и Ренкина.

Повышение начального давления в связи с уменьшением удельного объема пара благоприятно сказывается на габаритных размерах установок и диаметрах паропроводов, поэтому в крупных стационарных установках давление пара доводят до 30 МПа (и выше).

Повышение начальной температуры ограничено способностью металла пароперегревателя и лопаток турбины длительное время выдерживать высокие температуры. В настоящее время t_1 доходит до 600 °С.

Снижение противодавления p_2 , т.е. создание высокого разрежения в конденсаторе, ограничено температурой охлаждающей среды. Так, при температуре охлаждающей среды 20 °С и температуре конденсации пара $t_{s2} = 29$ °С давление в конденсаторе должно быть равным $p_2 = 0,004$ МПа. При малых значениях p_2 резко возрастает удельный объем пара и в связи с этим — размеры конденсатора и трубопровода отработавшего пара.

На рис. 5.21 в диаграмме $i-s$ показано «адиабатическое изменение» Δi работы (адиабатного перепада i' , i'' , i''' при различных условиях) цикла Ренкина в зависимости от изменения давления в котле p_1 , температуры перегрева пара t_1 и давления в конденсаторе p_2 .

Паротурбинные энергетические установки (ПТЭУ), реализующие наивыгоднейшие параметры пара, обеспечивают термический КПД не выше $\eta_{\text{тр}} = 0,45 + 0,47$. При этом эффективный КПД составляет

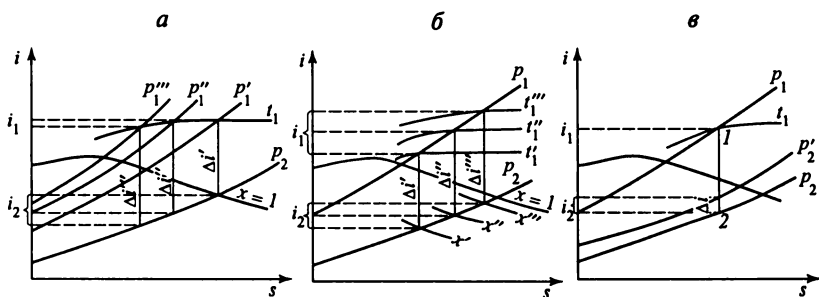


Рис. 5.21. Изменение адиабатного перепада энтальпий в зависимости:

а — от давления в котле; *б* — от температуры перегрева пара; *в* — от давления в конденсаторе

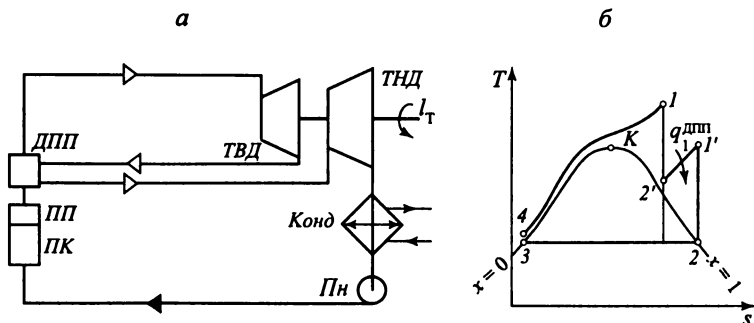


Рис. 5.22. Идеальный цикл ПТЭУ с промежуточным перегревом пара:

а – схема установки: ДПП – дополнительный промежуточный пароперегреватель; ТВД, ТНД – турбины соответственно высокого и низкого давления; Конд – конденсатор; Пн – питательный насос; ПК – паровой котел; ПП – пароперегреватель; $p_{отб}$ – давление отбора пара; *б* – в Ts -координатах

$\eta_e = 0,29 + 0,35$. В сравнении с поршневыми ДВС ($\eta_e = 0,4 + 0,5$) ПТЭУ оказываются менее экономичными, поэтому ищутся и другие пути повышения их экономичности.

Идея *регенеративного цикла* ПТЭУ состоит в подогреве питательной воды теплотой отбираемой между ступенями турбин пара, а не теплотой сгораемого топлива. Термический КПД регенеративного цикла ПТЭУ на 10–15% выше термического КПД цикла Ренкина и составляет $\eta_t = 0,50 + 0,52$. Повышение КПД цикла вследствие роста температуры питательной воды $t_{п.в}$ происходит не монотонно и при определенном ее значении имеет максимум.

В целях предотвращения эрозии лопаток последних ступеней турбины степень сухости x_2 ограничивают соотношением $x_2 > 0,86$. Эти условия осуществляют в цикле с промежуточным перегревом пара, позволяющим одновременно повысить эффективность ПТЭУ (рис. 5.22). В таких циклах пар расширяется в турбине не сразу до конечного давления, а поочередно, в ее частях, называемых турбинами высокого давления ТВД и низкого давления ТНД. После ТВД пар направляется в дополнительный промежуточный ДПП пароперегреватель, где его температура повышается.

При начальных сверхкритических параметрах пара часто применяют больше двух промежуточных перегревов, имея в виду, что многократный перегрев приближает ломаную кривую 1–2–1'–2'–3–4 к изотерме.

Суммарный КПД современных теплоэлектростанций (ТЭС) не превышает 38 + 42%.

Сейчас ТЭС расходует примерно 460 млн т условного топлива. Около половины теплоты сгорания этого топлива сбрасывается с охлаждающей турбины водой (q_2 теоретического цикла), увеличивая так называемое «тепловое загрязнение» окружающей среды.

Теплофикационный цикл. Советский Союз первый в мире осуществил идею комбинированного производства тепловой и электрической энергии в одной установке на теплоэлектроцентралях (ТЭЦ). В таких установках конденсация пара после силовой паровой турбины обеспечивается в специальных устройствах для подогрева воды, идущей в тепловые сети для теплофикации промышленных и жилых зданий, а установки работают по так называемому теплофикационному циклу (рис. 5.23).

Для практического осуществления теплофикационных циклов используют турбины специальной конструкции, работающие с ухудшенным вакуумом, с противодавлением или с регулирующими отборами пара. Современные ТЭЦ ориентированы на использование турбин с регулируемыми отборами пара, так как они могут работать по свободному электрическому графику с одновременным независимым регулированием тепловой нагрузки.

Турбина с одним регулирующим отбором пара состоит из *ТВД* и *ТНД*. Пар из пароперегревателя *ПП* вначале расширяется в *ТВД* до давления отбора пара $p_{отб}$ на нужды теплофикации. Это давление согласуется при проектировании с нуждами потребителей. Оставшаяся часть пара через регулирующий вентиль *РВ* поступает в *ТНД*, где пар расширяется до давления, соответствующего давлению в конденсаторе ($0,03 \cdot 10^5 + 0,04 \cdot 10^5$ Па).

Количество пара, поступающего на нужды теплофикации, может регулироваться в широких пределах — от нуля (чисто конденсационная турбина) до максимума.

При увеличении давления за турбиной термический КПД цикла ПТЭУ, естественно, уменьшается, однако этот проигрыш компенсируется огромными преимуществами комбинированного способа. Так, при отдельной выработке электроэнергии и теплоты степень использования теплоты топлива составляет не более 40–45%, а при комбинированной выработке электроэнергии и теплоты на ТЭЦ доходит до 70–80%.

На современных ТЭЦ реализованы и более сложные схемы теплофикационных циклов, позволяющие так существенно повысить коэффициент использования теплоты топлива.

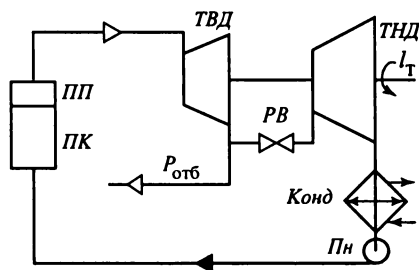


Рис. 5.23. Схема теплофикационного цикла ПТЭУ

5.6. Обратные циклы

Цикл паровой компрессорной холодильной установки. Основной задачей холодильных установок является перенос теплоты от тела с более низкой температурой к телу с более высокой температурой за счет затрачиваемой для этого внешней механической работы.

Идеальным циклом холодильных установок является обратный цикл Карно (рис. 5.24). В этом цикле теплота q_1 передается от тела с температурой T_1 к телу с температурой T_2 за счет работы цикла $l_{\text{ц}}$.

Основными характеристиками холодильной установки являются:

1. *Холодопроизводительность*, кДж/с, представляющая количество теплоты, отводимое в единицу времени от тела с низкой температурой,

$$Q_1 = q_1 M_s,$$

где M_s – секундный расход рабочего тела, кг/с; q_1 – удельное количество отводимой теплоты (удельная холодопроизводительность), кДж/кг.

2. *Холодильный коэффициент* $\epsilon = q_1 / |l_{\text{ц}}|$.

Практическое осуществление холодильной установки, работающей по циклу Карно, затруднительно. Осуществить процессы, близкие к изотермическим, возможно только при достаточно медленном их протекании или в случаях конденсации и испарения холодильного агента.

Реальные холодильные установки подразделяют на два основных типа: компрессорные и абсорбционные. В свою очередь компрессорные холодильные установки подразделяют на газовые (воздушные) и паровые. Наибольшее распространение получили холодильные установки, в которых рабочим телом (хладагентом) являются парообразные вещества (аммиак и различные галогенозамещенные углеводороды – фреоны-хладоны) с низкой температурой кипения.

Принципиальная схема парокомпрессорной холодильной установки и ее цикл представлен на рис. 5.25, где кроме известной диаграммы Ts использована диаграмма $\ln p$. Идеальным циклом паровой компрессорной установки является обратный цикл Ренкина.

Компрессор 4 засасывает из испарителя 1 сухой насыщенный или слегка перегретый пар хладагента и адиабатно сжимает его до давления p_2

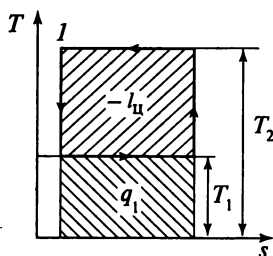


Рис. 5.24. Обратный цикл Карно

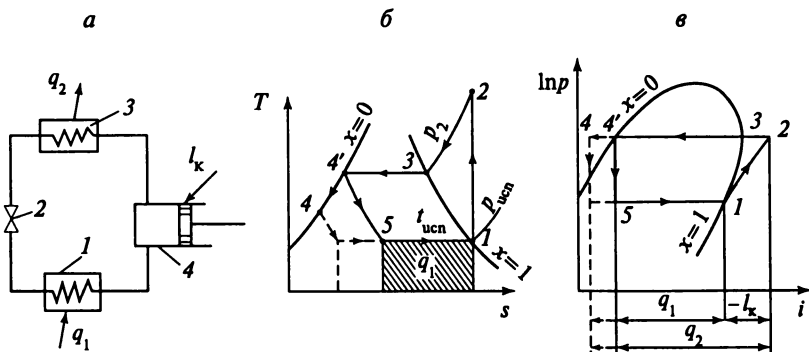


Рис. 5.25. Идеальный цикл компрессорной холодильной установки:
 а – схема установки; б – в Ts -координатах; в – $\ln p$ - i -координатах

(процесс 1–2). Из компрессора перегретый пар поступает в конденсатор 3, где охлаждается до температуры конденсации t_k (процесс 2–3), а затем конденсируется (процесс 3–4'–4), отдавая в окружающую среду теплоту q_2 . После конденсации жидкий хладагент подвергается дросселированию в специальном клапане 2 (процесс 4–5). Полученный влажный пар при давлении $p_{исп}$ поступает в испаритель, где и испаряется при температуре $t_{исп}$, отбирая теплоту q_1 от охлаждаемой среды (процесс 5–1).

Удельная холодопроизводительность 1 кг рабочего тела в установке

$$q_1 = i_1 - i_5, \quad (5.26)$$

теплота, отводимая в конденсаторе,

$$q_2 = i_2 - i'_4. \quad (5.27)$$

Работа, затрачиваемая на адиабатное сжатие хладагента в компрессоре,

$$l_k = i_2 - i_1. \quad (5.28)$$

Поскольку в процессе дросселирования энтальпия не изменяется, то $i'_4 = i_5$.

Холодильный коэффициент рассмотренного теоретического цикла парокомпрессорной холодильной машины

$$\varepsilon = q_1 / |l_k| = (i_1 - i_5) / (i_2 - i_1). \quad (5.29)$$

Если известны полная Q_1 и удельная q_1 холодопроизводительности, можно вычислить количество хладагента, кг/с, циркулирующего в машине,

$$M_s = \frac{Q_1}{q_1}. \quad (5.30)$$

Мощность, кВт, потребляемая компрессором в теоретическом цикле,

$$N_T = M_s l_k. \quad (5.31)$$

Увеличение холодопроизводительности возможно при дополнительном *переохлаждении* жидкости в конденсаторе (процесс 4'–4 на рис. 5.25).

Невыгодность дросселирования, сопровождающегося диссипацией энергии, по сравнению с адиабатным расширением от давления p_k до $p_{исп}$ с производством работы в расширительном цилиндре компенсируется существенным упрощением конструкции и удобством регулирования работы холодильной установки.

Цикл абсорбционной холодильной установки. Абсорбционные и пароэжекторные холодильные установки вместо механической энергии используют на привод компрессоров энергию тепловую. Так, рабочим телом абсорбционных холодильных установок является раствор, состоящий из двух веществ — холодильного агента и абсорбента, имеющих разные температуры кипения при одном и том же давлении.

В абсорбционных машинах в качестве рабочих тел широко применяют водоаммиачный ($H_2O - NH_3$), водобромистолитиевый ($LiBr - H_2O$), фреон-дибутилфтолат ($\Phi-22 - ДБФ$) и другие растворы.

В генераторе (кипятильнике) 1 фреоновой абсорбционной холодильной машины (рис. 5.26) за счет подвода теплоты при температуре t_r и давлении p_r происходит выпаривание из раствора легкокипящего холодильного агента за счет подвода теплоты, например, от отработавших га-

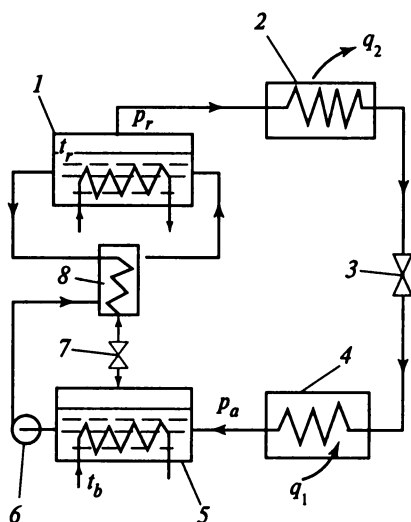


Рис. 5.26. Схема абсорбционной холодильной машины

зов ДВС при температуре t_p . Образовавшиеся пары холодильного агента поступают в конденсатор 2, где, конденсируясь, отдают в окружающую среду теплоту q_2 . В зависимости от температуры среды, охлаждающей конденсатор, в нем поддерживается, как и в генераторе, давление p_r . Жидкий холодильный агент из конденсатора через турбину (или дроссельный клапан) 3 направляется в испаритель 4, где за счет отвода теплоты q_1 от охлаждаемого источника происходит кипение холодильного агента при давлении p_a . Давление в испарителе зависит от температуры холодного источника и равно давлению в абсорбере 5. Образовавшиеся в испарителе пары поступают в абсорбер, где поглощаются абсорбентом, поступающим из генератора через теплообменник 8 и турбину (или дроссельный клапан) 7. При поглощении пара абсорбентом выделяется теплота, отводимая в окружающую среду при температуре t_b .

Абсорбент возвращается в генератор насосом 6 через теплообменник.

Таким образом, в рассматриваемой схеме генератор как бы служит нагнетательной стороной механического компрессора, вытесняя из раствора пары холодильного агента, а абсорбер играет роль всасывающей стороны компрессора, поглощая эти пары при поступлении их из испарителя.

Для привода насоса может использоваться работа, полученная в турбинах 3 и 7. Если турбины заменены дроссельными клапанами, то насос приводится в действие посторонним источником энергии, но работа по перекачиванию жидкого абсорбента значительно меньше работы на привод газового компрессора.

Основным преимуществом абсорбционных холодильных машин по сравнению с компрессионными является замена дорогостоящей механической энергии для получения холода теплотой невысокого температурного уровня.

Циклы тепловых насосов. Тепловые насосы работают по таким же циклам, что и холодильные установки, однако предназначены для других целей – для повышения температурного потенциала теплоты и ее последующего использования. Так на судах имеются значительные вторичные энергетические ресурсы низкого температурного потенциала (45 ... 60 °C).

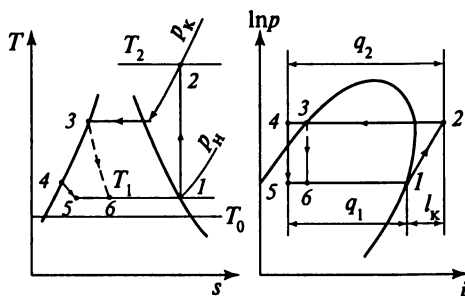


Рис. 5.27. Схема повышения температурного уровня теплоты системы охлаждения ДВС при помощи компрессорного теплового насоса

Теплоту повышенного температурного потенциала, полученную с помощью тепловых насосов, можно использовать как для нужд отопления в системах теплоснабжения, так и для получения электроэнергии в турбогенераторе.

Эффективность теплового насоса характеризуется *коэффициентом трансформации теплоты*, который иногда называют *отопительным коэффициентом* $\mu_q = q_2 / |l_u| = 1 + \epsilon$.

Одинаковость циклов холодильных установок и тепловых насосов позволяет в зависимости от требуемых целей и температур использовать одни и те же установки, например, как в режиме кондиционирования воздуха, так и в режиме отопления.

Идеальный цикл компрессорного теплового насоса, повышающего температурный уровень теплоты охлаждения дизеля с целью замены вспомогательного отопительного котла, представлен на рис. 5.27 (p_k и p_n — давления соответственно в компрессоре и насосе).

Теплота q_2 передается на потребитель при повышенной температуре T_2 . Для реальных тепловых насосов коэффициент трансформации теплоты находится в пределах $\mu_q = 3 + 5$. Это означает, что при затрате 1 кВт механической энергии (работы) можно получить 3 + 5 кВт теплоты невысокого температурного потенциала (T_2), используя еще более низкопотенциальную теплоту с температурой T_0 или T_1 .

Тепловые насосы являются чрезвычайно перспективными машинами, которые могут значительно увеличить эффективность использования энергии во многих сферах народного хозяйства.

ГЛАВА 6

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

6.1. Второе начало термодинамики для необратимых процессов. Закон возрастания энтропии

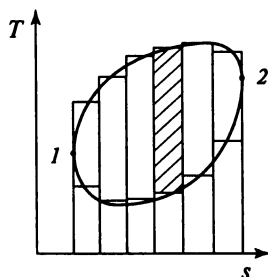
Сформулируем предварительно аналитическое выражение второго начала термодинамики для равновесных (обратимых) процессов и циклов.

Термический КПД цикла Карно $\eta_{TK} = 1 - |q_2|/q_1 = 1 - T_2/T_1$. Из этого выражения следует $|q_2|/q_1 = T_2/T_1$ или $q_1/T_1 - |q_2|/T_2 = 0$.

С учетом знака теплоты q_2 последнее уравнение записывается так:

$$q_1/T_1 + q_2/T_2 = 0 \quad \text{или} \quad \sum (q/T) = 0.$$

Рис. 6.1. Разделение произвольного цикла



Следовательно, в цикле Карно сумма приведенных теплот q/T обоих источников равна нулю. Этот вывод справедлив и для любых других обратимых процессов.

Действительно, если произвольный обратимый цикл (рис. 6.1) разбить адиабатами на n элементарных циклов, то при $n \rightarrow \infty$ получим слияние элементарных изотерм в линию произвольного цикла. Для каждого элементарного i -го цикла Карно справедливо выражение $\sum (dq_i/T_i) = 0$.

Для совокупности элементарных циклов, а следовательно, и для рассматриваемого произвольного цикла, можем записать

$$\sum_{i=1}^{i=n} \frac{q_i}{T_i} = 0 \quad \text{при} \quad n \rightarrow \infty \oint \frac{dq}{T} = 0.$$

Приведенный интеграл носит название интеграла Клаузиуса. Он является характеристикой любого обратимого цикла. Интеграл Клаузиуса можно рассматривать как математическую формулировку второго начала термодинамики для обратимых циклов.

Действительно, как указывалось ранее, для того чтобы сумма членов вида dq/T равнялась нулю, необходимо иметь в цикле участки с подводом теплоты ($dq > 0$) и участки с ее отводом ($dq < 0$), т.е. этим самым утверждается невозможность осуществления цикла с одним источником теплоты.

Если интеграл, взятый по замкнутому контуру, равен нулю, то подинтегральное выражение dq/T является полным дифференциалом некоторой функции, которая ранее была названа энтропией. С учетом понятия энтропии уравнение запишется

$$\oint \frac{dq}{T} = \oint ds = 0. \quad (6.1)$$

Из (6.1) следует, что в системе тел, с помощью которых осуществляется произвольный обратимый цикл, одни тела получают теплоту, и их энтропия растет, другие отдают теплоту, и их энтропия уменьшается. Однако суммарное изменение энтропии системы при обратимом цикле равно нулю ($ds_{\text{сист}} = 0$).

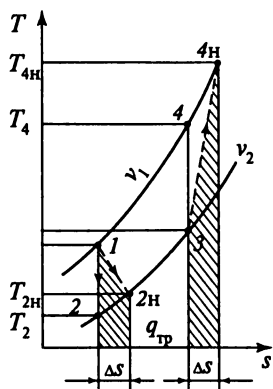


Рис. 6.2. Циклы механически обратимого и необратимого процессов

Теперь рассмотрим, как изменяется энтропия системы при протекании в ней реальных необратимых процессов и циклов.

Рассмотрим два частных случая протекания необратимых процессов.

1. Механически необратимый процесс. В цилиндре с теплонепроницаемыми стенками происходит расширение газа. Поршень перемещается из начального состояния 1 (рис. 6.2) в конечное, в одном случае бесконечно медленно (обратимый процесс), в другом — с конечной скоростью (необратимый процесс). Удельный объем в начале процесса v_1 , в конце — v_2 .

Обратимый адиабатный процесс 1–2 изображается линией $s = \text{const}$.

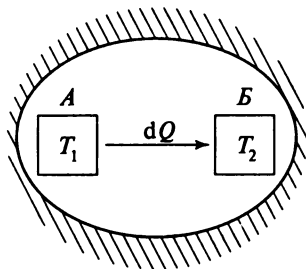
Вследствие конечной скорости движения поршня в газе происходят завихрения и связанное с ними трение между слоями. На преодоление сил трения затрачивается часть работы расширения, которая при затухании завихрений переходит в теплоту, идущую на увеличение внутренней энергии тела. В результате этого, когда расширение закончится и поршень остановится, температура $T_{2н}$ будет больше, чем в конце обратимого процесса при том же удельном объеме v_2 .

Точку 2н, определяющую состояние газа в конце необратимого расширения, найдем на пересечении изотермы $T_{2н}$ и изохоры v_2 . Как видно из рис. 6.2, энтропия возросла на величину $\Delta s = s_{2н} - s_2$, хотя теплота к газу не подводилась. Площадь под линией 1–2н характеризует величину недополученной работы расширения, работы преодоления сил трения, перешедшей в теплоту трения.

Такой же результат (увеличение энтропии, площадь, характеризующая теплоту трения) получили бы в случае сжатия (процессы 3–4 и 3н–4н).

2. Термический необратимый процесс. Рассмотрим систему из двух тел разной температуры, заключенных в адиабатно изолированную оболочку (рис. 6.3). От тела А к телу В переходит теплота dQ . Энтропия тела А

Рис. 6.3. Схема термически обратимого и необратимого процессов



уменьшится на величину $ds_A = -dQ/T_1$. Энтропия тела B , к которому теплота подводится, возрастает на величину $ds_B = +dQ/T_1$. Приращение энтропии системы равно алгебраической сумме приращений, ее составляющих:

$$ds_{\text{сист}} = ds_A + ds_B = dQ(1/T_2 - 1/T_1). \quad (6.2)$$

Так как $T_1 > T_2$, разность отношений в скобках положительна. Следовательно, приращение энтропии системы $ds_{\text{сист}} > 0$. Извне теплота к системе не подводится, происходит самопроизвольное возрастание энтропии системы из-за необратимости протекающих в ней процессов.

Полученное неравенство $ds_{\text{сист}} > 0$ в рассмотренных примерах может быть сформулировано следующим образом: в адиабатно изолированных системах необратимые процессы всегда сопровождаются ростом энтропии. Приведенные неравенства называют *законом возрастания энтропии*.

При протекании в изолированной системе необратимых процессов энтропии одних тел убывают, других — увеличиваются, однако суммарное изменение энтропий всех тел системы может только возрастать.

Если в такой системе происходят обратимые процессы, энтропия остается без изменений ($ds_{\text{сист}} = 0$).

В необратимых процессах энтропия играет роль меры необратимости процесса. Чем больше причина необратимости (конечная разность потенциалов — температур или давлений), тем на большую величину возрастает энтропия системы.

Второе начало термодинамики может быть сформулировано следующим образом (постулат Клаузиуса): *сумма энтропий всех тел, принимающих участие в процессах преобразования энергии, не может уменьшаться* ($ds_{\text{сист}} \geq 0$). Она возрастает ($ds_{\text{сист}} > 0$) в естественных необратимых процессах, либо остается неизменной ($ds_{\text{сист}} = 0$), если все процессы обратимы.

Закон возрастания энтропии, установленный в условиях земного опыта и сформулированный Клаузиусом в 50-х годах XIX столетия, был возведен им в ранг универсального физического закона и распространен на всю Вселенную.

По Клаузиусу, все реальные процессы, идущие во Вселенной, сопровождаются самопроизвольным преобразованием всех мыслимых видов энергии в теплоту, которая, распространившись по всей системе, создаст повсеместно одинаковую температуру. При этом прекратятся любые процессы, так как энергия потеряет способность к превращениям, наступит состояние вечного равновесия, «тепловая смерть Вселенной».

Закон возрастания энтропии в изолированных системах является частным, ограниченным законом, который нельзя распространять на всю Вселенную.

Напомним также, что все положения термодинамики (кроме закона превращения и сохранения энергии) справедливы для систем, состоящих из большого числа молекул. Если число молекул в системе невелико, то такие понятия, как «давление», «температура» и т.п., являясь статистическими величинами, теряют смысл. В таких системах возможны самопроизвольные переходы тепла, сопровождающиеся уменьшением энтропии системы.

6.2. Необратимость и производство работы.

Техническая работоспособность – эксергия. Формула Гюи–Стодола. Эксергетический КПД

Сравним последствия необратимого протекания цикла на примере обратимого и необратимого циклов Карно (рис. 6.4).

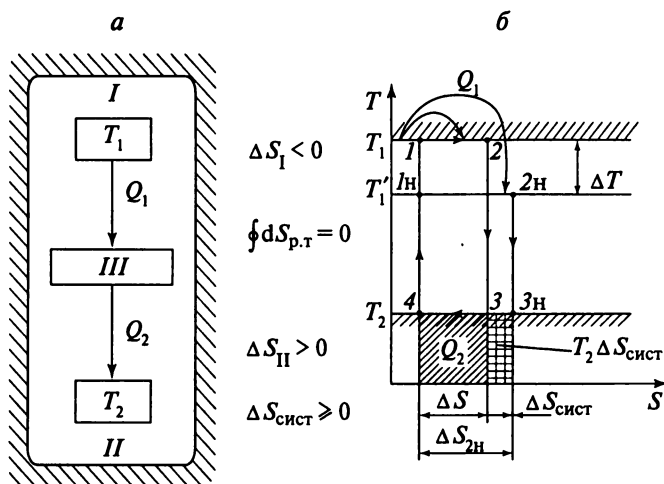


Рис. 6.4. Сравнение обратимого и необратимого циклов Карно:

a – адиабатно изолированная система; *б* – наложение двух циклов

В адиабатно изолированной системе, состоящей из источника I теплоты с температурой T_1 , и источника (приемника) теплоты II с температурой T_2 рабочее тело III совершает равновесный (обратимый) цикл Карно. Подвод теплоты Q_1 и отвод Q_2 происходят при бесконечно малых разностях температур между источниками и рабочим телом:

$$T_1 - T'_1 = dT \text{ и } T'_2 - T_2 = dT,$$

где T'_1 и T'_2 – соответствующие температуры рабочего тела.

Адиабаты расширения и сжатия осуществляются механически равновесно (обратимо), при бесконечно малой разнице давлений.

В соответствии с постулатом Клаузиуса изменение энтропии адиабатно изолированной системы $\Delta S_{\text{сист}} = 0$, поскольку увеличение энтропии источника II компенсировалось уменьшением энтропии источника I , а изменение энтропии рабочего тела за цикл, как и изменение любого другого параметра состояния, равно нулю.

Введение даже единственной причины необратимости – конечной разности температур в процессе теплообмена источника I и рабочего тела $\Delta T = T_1 - T'_1$ – приводит к необратимости всего цикла. В данном случае то же количество отводимого от источника I теплоты Q_1 подводится к рабочему телу в необратимом процессе $I_n - 2_n$, при этом энтропия рабочего тела возрастает на большую величину $S_{2_n} - S_{1_n}$, чем в обратимом процессе подвода теплоты ($S_2 - S_1$). Остальные процессы протекают равновесно, в результате чего $\oint dS_{p,t} = 0$. Однако для того чтобы замкнуть цикл, приходится отвести от рабочего тела больше теплоты, вследствие чего энтропия приемника теплоты возрастает на большую величину ΔS_{2_n} , чем в обратимом цикле.

Энтропия адиабатно изолированной системы из-за необратимости цикла возрастает на величину $\Delta S_{\text{сист}} > 0$, а возможная (недополученная из-за дополнительного отвода теплоты) работа уменьшается на величину

$$L - L_{\text{необр}} = \Delta L_{\text{потерь}} = T_2 \Delta S_{\text{сист}}. \quad (6.3)$$

Любая другая необратимость также увеличивает возрастание энтропии системы и требует дополнительного отвода теплоты от рабочего тела для замыкания цикла и, следовательно, недополучения работы.

Вышеизложенное позволяет расширить объяснение *физического смысла энтропии*:

в равновесных процессах энтропия – это *тепловая координата*, изменение которой показывает направление теплообмена;

в неравновесных процессах энтропия является *мерой неравновесности и мерой потери работоспособности системы*.

Энтропия системы в необратимых процессах возрастает за счет увеличения энтропии приемника теплоты, которым в конечном итоге является окружающая среда.

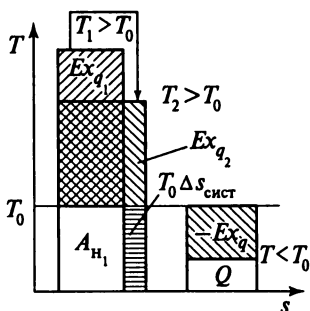


Рис. 6.5. Эксергия теплоты

При одинаковых *последствиях* необратимости протекания процессов (потеря работоспособности) *причины* их могут быть различны.

Диссипацией энергии (рассеянием, *потерей количества*) принято называть самопроизвольный необратимый процесс преобразования энергии 1-го рода, например, работы в теплоту трения (см. рис. 1.8).

Дегградацией энергии (обесцениванием, *потерей качества*) принято называть самопроизвольный необратимый процесс преобразования энергии 2-го и 3-го родов (охлаждение тел, дросселирование газа и т.п.).

В целях учета не только количественных, но и качественных характеристик энергии, оценки ее на базе первого и второго начал термодинамики, в 50-х годах прошлого столетия были введены понятия *эксергии* или *технической работоспособности*.

Эксергией называют максимальную работу, которую *может совершить система* при ее переходе от данного состояния в равновесие с окружающей средой. Эксергия может иметь как положительное, так и отрицательное значение. Под отрицательной эксергией понимают минимальное количество работы, которую должна затратить система, чтобы отвести теплоту Q от тела с данной температурой в окружающую среду.

Различают эксергию теплоты и эксергию рабочего тела в потоке.

Максимальную работу можно получить лишь в равновесных обратимых процессах, осуществляя их по адиабатам и изотермам (в том или ином сочетании).

Максимальную работу можно получить преобразованием теплоты в обратимом цикле Карно, следовательно, эксергия теплоты

$$Ex_q = L_k = Q\eta_{lk} = Q\left(1 - \frac{T_0}{T}\right). \quad (6.4)$$

Эксергия теплоты графически показана на рис. 6.5, где T_0 — температура окружающей среды; An — энергия, не преобразуемая в работу часть теплоты Q .

Эксергия рабочего тела в потоке определяется максимальной работой потока, полученной при обратимом переходе из состояния 1

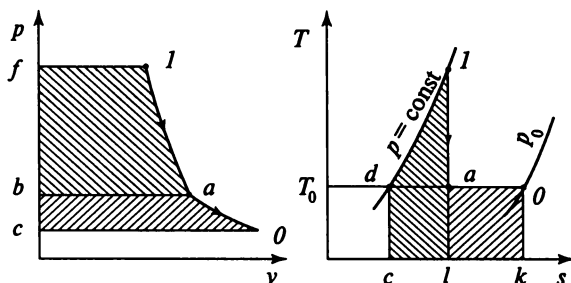


Рис. 6.6. Эксергия рабочего тела в потоке в p - v -(а) и T - s -диаграммах (б)

(рис. 6.6) в равновесие с окружающей средой (параметры p_0 , T_0). Эта работа является суммой двух работ – в процессе адиабатного расширения $1-a$ (площадь $1-a-b-f$ на рис. 6.6, а и площадь $1-l-c-d$ на рис. 6.6, б) и в процессе изотермического расширения (площадь $a-0-c-b$ на рис. 6.6, а и площадь $a-0-k-l$ на рис. 6.6, б).

Удельная энергия рабочего тела в потоке

$$ex = \frac{Ex}{M} = i - i_0 - T_0(s - s_0). \quad (6.5)$$

Любое отклонение протекания реальных процессов от обратимых изотерм и адиабат приводит к потере эксергии из-за необратимости.

Так, при передаче теплоты Q от тела с температурой T_1 к телу с более низкой температурой T_2 происходит уменьшение эксергии и увеличение энтропии (рис. 6.5):

$$Q = Ex_{q_1} + An_1 = Ex_{q_2} + (An_1 + T_0\Delta S_{\text{сист}});$$

при сохранении количества теплоты происходит потеря ее качества – способности производить работу, деградация энергии. Потеря эксергии тем выше, чем выше возрастание энтропии системы вследствие необратимости процессов, происходящих в системе:

$$\Delta Ex = T_0\Delta S_{\text{сист}}. \quad (6.6)$$

Это выражение справедливо и для потери эксергии рабочего тела в потоке.

Формулы (6.3) и (6.6), связывающие потерю работы (эксергии) с величиной возрастания энтропии системы вследствие необратимости протекающих в системе процессов, называются формулой Гюи–Стодола.

Эксергетический КПД цикла есть отношение полезно использованной эксергии ΔEx_{q_n} ко всей израсходованной эксергии $\Delta Ex_{q_{\text{рас}}}$:

$$\eta_{ex} = \Delta Ex_{q_n} / \Delta Ex_{q_{\text{рас}}}. \quad (6.7)$$

Полезно использованная эксергия в случае превращения ее в работу в цикле равна действительной работе цикла $L_{ц.д}$ с учетом его необратимости; израсходованная эксергия представляет собой разность эксергии теплоты, подведенной в цикле, и эксергии теплоты, отведенной в цикле. Следовательно,

$$\eta_{ex} = \frac{L_{ц.д}}{Ex_1 - Ex_2}.$$

Поскольку эксергия теплоты представляет собой ту часть теплоты, которая способна в обратимом цикле (например, в цикле Карно) полностью превратиться в работу, то *эксергетический КПД обратимого цикла равен единице*. Следовательно, эксергетический КПД цикла может в общем случае принимать значения от нуля до единицы:

$$0 \leq \eta_{ex} \leq 1.$$

Формула (6.7) применима также для определения эксергетического КПД любого элемента теплоэнергетической установки – котла, турбины, теплообменника, трубопровода и т.п. При этом эксергию определяют как эксергию потока рабочего тела.

Для таких элементов установки, в которых работа не совершается и не затрачивается, эксергетический КПД

$$\eta_{ex} = Ex_{вых}/Ex_{вх}, \quad (6.8)$$

где $Ex_{вх}$, $Ex_{вых}$ – эксергии рабочего тела в потоке соответственно на входе в элемент установки и выходе из этого элемента (аппарата, трубопровода и т.п.).

6.3. Анализ необратимых циклов с помощью системы коэффициентов полезного действия

Реальные процессы сжатия и расширения сопровождаются необратимыми потерями, учитываемыми внутренним относительным КПД η_{0i} машины, в которой совершается процесс.

При расширении (в турбине, дизеле)

$$\eta_{0ip} = l_p/l_{0p}, \quad (6.9)$$

при сжатии (в компрессоре, дизеле)

$$\eta_{0ic} = |l_{0c}|/|l_c|, \quad (6.10)$$

откуда находим $l_p = l_{0p}\eta_{0ip}$ и $|l_c| = |l_{0c}|/\eta_{0ic}$.

Потери уменьшают работу расширения и увеличивают работу сжатия. В результате действительная работа цикла существенно снижается:

$$l_{\text{ц.д}} = l_p - |l_c| = l_{0p}\eta_{0ip} - l_{0c}/\eta_{0ic}. \quad (6.11)$$

После соответствующих подстановок получим выражение для внутреннего абсолютного КПД цикла

$$\eta_{\text{иц}} = \frac{l_{0p}\eta_{0ip} - |l_{0c}|/\eta_{0ic}}{q_1}. \quad (6.12)$$

Эффективный (абсолютный) КПД установки помимо потерь, учитываемых внутренним абсолютным КПД цикла, учитывает механические потери введением механического КПД и потери в элементах и устройствах установки, не связанные с совершением цикла (в котельном агрегате, камере сгорания, редукторе, электрогенераторе и т.п.) через их эффективные КПД:

$$\eta_{\text{еуыс}} = \eta_i \eta_{0i} \Pi_\eta, \quad (6.13)$$

где Π_η – произведение КПД, учитывающих упомянутые потери.

Эффективный КПД η_e показывает долю теплоты, выделяемой при полном сгорании топлива, которая превращается в полезную работу, отдаваемую потребителю (например, электрогенератору или гребному винту):

$$l_e = \eta_e q_1. \quad (6.14)$$

Неиспользованная доля удельной теплоты состоит из удельной теплоты $|q_{2д}|$, отводимой в цикле с учетом его необратимости, и потерь удельной теплоты $\Delta q_{\text{пот}}$, не связанных с совершением цикла, но неизбежных в реальной установке:

$$\Delta q = (1 - \eta_e) q_1. \quad (6.15)$$

Очевидно,

$$\Delta q_{\text{пот}} = (\eta_{\text{иц}} - \eta_e) q_1. \quad (6.16)$$

Эта потеря также рассеивается в окружающей среде.

Анализ теплоэнергетической установки с помощью системы коэффициентов полезного действия основан на законе сохранения и превращения энергии, иначе – на первом начале термодинамики. Он не учитывает, что теплота и работа не равноценны, а теплота различного потенциала имеет различную ценность.

Вследствие этого рассмотренный метод анализа хотя и дает вполне надежную оценку эффективности теплоэнергетической установки, но не использует всех возможностей термодинамического аппарата. Он не позволяет обнаружить основные очаги необратимости, т.е. те процессы, которые должны привлекать наше особое внимание в целях повышения эффективности установки.

Этого недостатка лишены эксергетический и энтропийный методы, основанные на обоих началах термодинамики.

6.4. Энтропийный и эксергетический методы анализа

В реальных теплоэнергетических установках имеется необратимость двух типов: необратимость, вызванная наличием трения при движении рабочего тела в элементах установки, и необратимость, обусловленная наличием конечной разности температур в процессах передачи теплоты между рабочим телом и источниками теплоты. Цикл называют *внутренне обратимым*, если в нем отсутствуют потери на трение при течении рабочего тела, и *полностью обратимым*, если наряду с этим отсутствуют необратимые потери, связанные с внешним теплообменом (обменом теплотой с горячим и холодным источниками). Таким образом, цикл, в котором отсутствуют потери на трение при течении рабочего тела, но осуществляется теплообмен при конечной разности температур между рабочим телом и источниками, будет *обратим внутренне, но необратим внешне*.

Метод коэффициентов полезного действия учитывает потери лишь внутренней необратимости цикла, но никак не учитывает потери, обусловленные разностью температур рабочего тела и источников теплоты. Тем не менее, метод коэффициентов полезного действия широко распространен в практике теплотехнических расчетов. Объясняется это тем, что внешняя необратимость не влияет на *количественные* результаты анализа: внутренняя необратимость цикла приводит к потере части подводимой теплоты, а внешняя необратимость не приводит к потерям теплоты, так как одно и то же ее количество передается вне зависимости от того, какова разность температур между рабочим телом и источниками теплоты. Внешняя необратимость приводит к потере *качества* — работоспособности, недоиспользованию температурного потенциала теплоты, который в случае термодинамически более совершенной организации процесса теплообмена позволил бы получить большую работу.

Характерным примером внешней необратимости является теплообмен в котле между продуктами сгорания топлива и пароводяной эмульсией — рабочим телом паротурбинной установки. В современных крупных котлоагрегатах КПД топков превышает 95%, следовательно, с позиций первого начала термодинамики это очень совершенное устройство. С позиций второго начала термодинамики в топке имеет место ярко выраженная внешняя необратимость процесса передачи теплоты от горячего источника ($T_1 \approx 2200$ К) к экранам трубам, в которых циркулирует пароводяная смесь ($T_2 \approx 600$ К). Потеря работоспособности подсчитывается по формуле Гюи—Стодола. Тепловое устройство, весьма эффективное с позиций первого начала термодинамики, оказывается весьма несо-

вершенным с позиции второго начала термодинамики (эксергетический КПД котла не превышает 50%).

В отличие от метода коэффициентов полезного действия энтропийный и эксергетический методы, основанные на обоих началах термодинамики, позволяют найти *источники необратимости* в элементах энергетической установки.

Суть энтропийного и эксергетического методов анализа одинакова – это подсчет потерь необратимости. Различны лишь способы практического применения.

Потеря работоспособности всей системы в целом равна сумме потерь работоспособности отдельных элементов этой системы:

$$\Delta L_{\text{сист}} = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta L_i.$$

Найденные значения ΔL_i покажут, в каких элементах установки необратимые процессы вносят основной вклад в величину $\Delta L_{\text{сист}}$, следовательно, в каких элементах установки процессы требуют усовершенствования в первую очередь.

Возрастание энтропии ΔS_i в результате необратимости процессов вычисляется по известным формулам.

Иногда удобно судить о степени обратимости процессов внутри элементов установки по *внешней характеристике* рабочего тела и источников – по разности эксергий ΔEx на входе в элемент установки и на выходе из него. Эксергия подсчитывается по формулам эксергии теплоты, потока или неподвижного рабочего тела, иногда удобно пользоваться специальными эксергетическими диаграммами.

Первым был разработан энтропийный метод анализа энергетических установок. Эксергетический метод возник в 60-е годы прошлого века и получил распространение в различных областях теплотехники и холодильной техники.

Таким образом, методы *количественного анализа* совершенствования энергетических установок, основанные на первом начале термодинамики, должны быть дополнены методами *качественного анализа* на базе двух начал термодинамики – энтропийным или эксергетическим, позволяющими учесть все необратимости, внутренние и внешние, оценить их вклад, выявить элементы системы, требующие первоочередного усовершенствования.

6.5. Тепловой и эксергетический балансы теплоэнергетических установок. Вторичные энергетические ресурсы

Дизельные двигатели относятся, как известно, к числу наиболее экономичных тепловых двигателей. КПД лучших образцов достигает 50–51%, однако и в них теряется значительное количество теплоты. Тепловой ба-

ланс двигателя показывает распределение теплоты, выделенной при сгорании топлива.

Тепловые балансы часто составляют на 1 кг сжигаемого топлива или на 1 ч работы двигателя.

Для последнего случая тепловой баланс ДВС запишется следующим образом:

$$B_{\text{ч}} Q_{\text{H}}^{\text{P}} = 3600 N_{\text{e}} + Q_{\text{r}} + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{м}} + Q_{\text{ост}}, \quad (6.17)$$

где $B_{\text{ч}}$ — часовой расход топлива, кг/ч; Q_{H}^{P} — низшая теплота сгорания топлива, выделяющаяся при сгорании 1 кг топлива, кДж/кг; N_{e} — эффективная мощность ДВС, кВт; Q_{r} , $Q_{\text{охл}}$, $Q_{\text{м}}$ — потери теплоты соответственно с выпускными газами, охлаждающей водой и смазочным маслом, кДж/ч; $Q_{\text{ост}}$ — остаточный член теплового баланса, учитывающий потери теплоты в окружающую среду, погрешности при определении составляющих теплового баланса и т.п.

Составляющие теплового баланса подсчитываются по данным испытаний — замеров расходов газов, охлаждающей воды, масла, а также температур сред на входе в ДВС и выходе из него. Часто эти составляющие записывают в относительных единицах:

$$1 = \frac{3600}{Q_{\text{H}}^{\text{P}} B_{\text{ч}} / N_{\text{e}}} + \frac{Q_{\text{r}}}{Q_{\text{H}}^{\text{P}} B_{\text{ч}}} + \frac{Q_{\text{охл}}}{Q_{\text{H}}^{\text{P}} B_{\text{ч}}} + \frac{Q_{\text{м}}}{Q_{\text{H}}^{\text{P}} B_{\text{ч}}} + \frac{Q_{\text{ост}}}{Q_{\text{H}}^{\text{P}} B_{\text{ч}}}$$

или

$$1 = \eta_{\text{e}} + q_{\text{r}} + q_{\text{охл}} + q_{\text{м}} + q_{\text{ост}}, \quad (6.18)$$

где η_{e} — эффективный КПД двигателя; $\eta_{\text{e}} = \frac{3600}{Q_{\text{H}}^{\text{P}} B_{\text{ч}} / N_{\text{e}}} + \frac{3600}{Q_{\text{H}}^{\text{P}} g_{\text{e}}}$

(здесь g_{e} — удельный эффективный часовой расход топлива, кг/(кВт·ч); g_{e} — удельный эффективный часовой расход топлива, кг/(кВт·ч); $g_{\text{e}} = B_{\text{ч}} / N_{\text{e}}$); q_{r} — доля теплоты, выделившейся при сгорании топлива, теряемой с выпускными газами; $q_{\text{охл}}$, $q_{\text{м}}$ — доли теплоты, теряемой соответственно с охлаждающей водой и маслом; $q_{\text{ост}}$ — остаточный член теплового баланса.

Тепловой баланс для двигателей различных типов не одинаков и зависит от тактности, быстроходности, конструкции, нагрузки, степени наддува и ряда других факторов.

На рис. 6.7 приведены ориентировочные составляющие теплового баланса ряда судовых дизелей при работе на номинальном режиме. Тепловой баланс не учитывает энергетическую неравноценность теплоты и работы, а также неравноценность теплоты различного потенциала, не позволяет обнаружить основные очаги необратимости. Эксергетический баланс лишен этих недостатков.

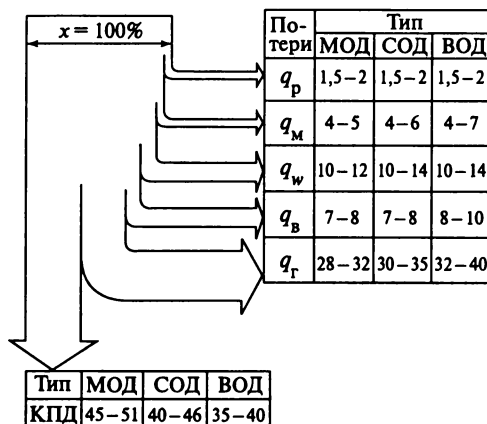


Рис. 6.7. Тепловой баланс ДВС:

X – химическая энергия топлива; МОД, СОД, ВОД – соответственно мало-, средне- и высокооборотные двигатели; q_p – теплота, рассеиваемая двигателем в окружающую среду; q_m – теплота, воспринимаемая маслом в узлах трения двигателя; q_w – теплота, отводимая от двигателя с охлаждающей пресной водой; q_b – теплота, отбираемая от воздуха в воздухоохладителе; q_r – теплота, отводимая с выпускными газами двигателя

Эксергетический баланс может быть составлен как соотношение исходной эксергии Ex_1 , полезно преобразованной эксергии $Ex_{пол}$ и суммы различных потерь эксергии Ex_n в процессе преобразования:

$$Ex_1 = Ex_{пол} + \sum Ex_n. \quad (6.19)$$

К исходной эксергии обычно относят химическую эксергию топлива. Часто ее определяют как высшую теплоту сгорания топлива Q_p^v , реже – как низшую теплоту сгорания топлива Q_p^h . В последнем случае оказывается, что эксергетический КПД двигателя равен значению эффективного КПД, в других случаях эти КПД несколько различаются.

К потерям эксергии относят все последствия диссипации и деградации энергии, вычисляемые и учитываемые в зависимости от целей составления баланса эксергии. Так, при определении эксергетической ценности различных потерь теплоты теплового двигателя, превращении этих потерь во вторичные энергетические ресурсы ВЭР к потерям эксергии можно отнести следующие потери:

- от необратимости процесса горения топлива (деградации энергии) $\Delta Ex_{гор} = Ex_1 - Ex_q$;
- с отработавшими газами ΔEx_r ;
- с охлаждающей средой $\Delta Ex_{охл}$;
- с маслом ΔEx_m ;
- остаточные $\Delta Ex_{ост}$.

В расчете на 1 ч работы двигателя эксергетический баланс может быть записан:

$$Ex_{хим} = B_q Q_H^p = 3600 N_e + B_q Q_H^p \frac{T_0}{\bar{T}_1} + B_q Q_H^p q_{\Gamma} \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_2} \right) + B_q Q_H^p q_{охл} \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_{охл}} \right) + B_q Q_H^p q_M \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_M} \right) + \Delta Ex_{ост}, \quad (6.20)$$

где T_0 – температура окружающей среды; $T_0 = 300$ К; $\bar{T}_1, \bar{T}_2$ – средние термодинамические температуры подвода и отвода теплоты (см. рис. 5.6); $\bar{T}_{охл}, \bar{T}_M$ – средние абсолютные температуры соответственно охлаждающей среды и масла.

В относительных единицах эксергетический баланс запишется:

$$1 = \eta_e + \delta_{ex_{гор}} + \delta_{ex_{\Gamma}} + \delta_{ex_{охл}} + \delta_{ex_M} + \delta_{ex_{ост}}, \quad (6.21)$$

где $\delta_{ex_{гор}}, \delta_{ex_{\Gamma}}, \delta_{ex_{охл}}, \delta_{ex_M}$ – доли потерь эксергии соответственно от необратимости процесса горения, с выпускными газами, охлаждением и маслом; $\delta_{ex_{ост}}$ – доля остаточных потерь.

Потери $\delta_{ex_{гор}} = T_0/\bar{T}_1$; $\delta_{ex_{\Gamma}} = q_{\Gamma}(1 - T_0/\bar{T}_{\Gamma})$; $\delta_{ex_{охл}} = q_{охл}(1 - T_0/\bar{T}_{охл})$; $\delta_{ex_M} = q_M(1 - T_0/\bar{T}_M)$.

Схема эксергетического баланса ДВС представлена на рис. 6.8. При расчете составляющих эксергетического баланса для определения средних термодинамических температур может быть использована формула¹

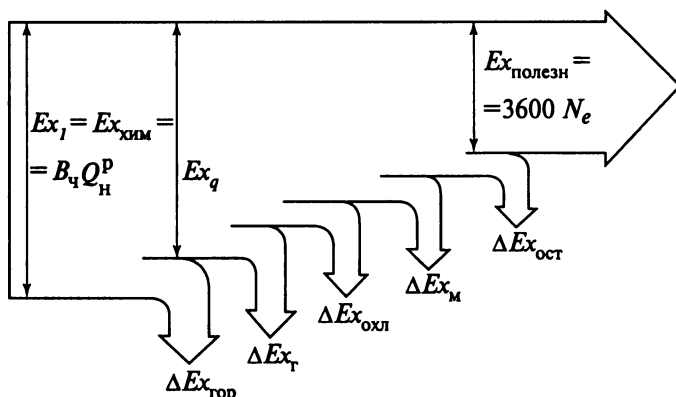


Рис. 6.8. Эксергетический баланс ДВС

¹ В случаях когда подвод или отвод теплоты производится в ходе какого-либо политропного процесса (в том числе частного), значение средней термодинамической температуры может быть рассчитано по формуле $T = T_2 - T_1 / \ln(T_2/T_1)$, где T_1 и T_2 – абсолютные температуры начала и конца процесса.

$$\bar{T} = Q/\Delta S, \quad (6.22)$$

где Q – количество теплоты, участвующей в процессе; ΔS – изменение энтропии в процессе.

Вторичными энергетическими ресурсами ДВС являются величины эксергии, теряемой с выпускными газами и охлаждающей средой.

Для подсчета $BЭP_{\Gamma}$, кДж/ч, температуру выпускных газов следует принимать равной не $\bar{T}_2$ (внутри цилиндра ДВС), а температуре газов в выпускном коллекторе за турбоагрегатом (t_{Γ} 300 ... 500 °С):

$$BЭP_{\Gamma} = B_{\text{ч}} Q_{\text{H}}^p q_{\Gamma} (1 - T_{\text{о}}/T_{\Gamma}). \quad (6.23)$$

Температура охлаждающей среды $t_{\text{охл}} = 70 \dots 80$ °С. С целью увеличения $BЭP_{\text{охл}}$, кДж/ч, может быть использована система высокотемпературного охлаждения ДВС (система ВТО), когда температура повышается до $t_{\text{охл}} = 150 \dots 160$ °С:

$$BЭP_{\text{охл}} = B_{\text{ч}} Q_{\text{H}}^p q_{\text{охл}} (1 - T_{\text{о}}/T_{\text{охл}}). \quad (6.24)$$

Таким образом, эксергетический баланс не заменяет тепловой баланс, а дополняет его, позволяет выявить пути повышения эффективности двигателя, снижая потери от необратимости процессов, подсчитать и сопоставить между собой величины вторичных энергетических ресурсов и указать пути повышения эффективности установки в целом.

ГЛАВА 7

ЭЛЕМЕНТЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

7.1. Приложение первого и второго начал термодинамики к различным физико-химическим системам

Методом термодинамики можно установить термодинамическую вероятность протекания реакций, устойчивость ее продуктов, а также выяснить термодинамические условия образования устойчивых продуктов, в том числе и различных защитных пленок.

В основе химической термодинамики лежат также первый и второй законы термодинамики. Первый закон термодинамики лежит в основе термохимии – той части химической термодинамики, в которой изучают тепловые эффекты реакций.

По величине энтропии изолированной системы судят о направлении протекания реакции и ее окончании при достижении равновесия.

Тепловым эффектом реакции называется наибольшее количество теплоты, которое может выделяться или поглощаться при реакции.

На основе первого закона термодинамики в случае отсутствия механической и немеханической работы тепловой эффект реакции выразится для реакций, протекающих :

при $v = \text{const}$

$$dQ_v = dU; \quad (7.1)$$

при $p = \text{const}$

$$dQ_p = dI. \quad (7.2)$$

Поскольку внутренняя энергия и энтальпия являются функциями состояния, то и тепловые эффекты реакции Q_v и Q_p являются также функциями состояния.

Ввиду того, что при химических реакциях рассматривают теплоту, выделяемую или поглощаемую телом (в отличие от подведенной или отведенной к телу извне), то в отличие от технической термодинамики при интегрировании (7.1) и (7.2) с учетом знаков получим:

$$Q_v = -\Delta U = U_1 - U_2;$$

$$Q_p = -\Delta I = I_1 - I_2.$$

Таким образом, внутренняя энергия и энтальпия тел, выделяющих тепло (экзотермический процесс), уменьшаются. В случае поглощения тепла (эндотермический процесс) внутренняя энергия и энтальпия тел увеличиваются.

Часто реакции проводят при $p = \text{const}$, поэтому далее будем рассматривать в основном тепловые эффекты Q_p .

Основной закон термохимии был сформулирован в 1838 г. русским академиком Г.И. Гессом: *тепловой эффект химической реакции не зависит ни от рода, ни от числа промежуточных реакций, а только от начального и конечного ее состояний.*

Закон Гесса позволяет вычислять тепловые эффекты реакций, непосредственное проведение которых затруднительно или невозможно, и таких реакций, при которых трудно осуществлять непосредственное измерение теплового эффекта.

Различают пять типов тепловых эффектов.

1. Теплоты агрегатных превращений (рис. 7.1):

плавления $\Delta I_{\text{пл}}$;

испарения (парообразования) r или $\Delta I_{\text{исп}}$;

возгонки (сублимации) $\Delta I_{\text{возг}}$.

Таким образом, по закону Гесса при одной и той же температуре

$$\Delta I_{\text{возг}} = \Delta I_{\text{пл}} + \Delta I_{\text{исп}}.$$

Этим и объясняется большее значение теплоты сублимации по сравнению с теплотой парообразования.

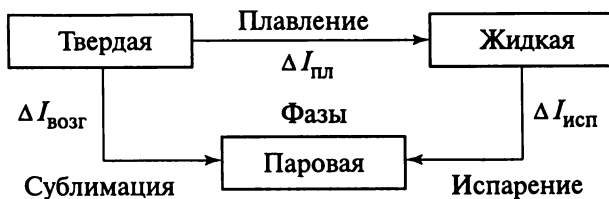


Рис. 7.1. Связь между тепловыми эффектами

2. Теплоты полиморфных превращений – переходы из одной кристаллической формы в другую, например, превращение графита в алмаз.

3. Теплота сгорания – тепловой эффект сгорания органических веществ, топлив.

4. Теплота растворения. Растворение, например, в воде, можно рассматривать по нескольким стадиям, протекающим как экзотермично, так и эндотермично. Интегральной теплотой растворения ΔI_r называют тепловой эффект растворения с образованием раствора определенной концентрации при расчете на 1 моль растворенного вещества.

Полной теплотой растворения ΔI_s называют тепловой эффект образования насыщенного раствора.

Тепловой эффект образования бесконечно разбавленного раствора называют первой теплотой растворения ΔI_0 (или ΔI_∞).

5. Теплота образования – теплота, выделяющаяся или поглощающаяся при образовании любого вещества из простых веществ. Простым называют вещество в устойчивом состоянии при данной температуре.

В некоторых случаях теплоты образования можно найти непосредственно измерением (например, образование CO_2 по реакции горения $\text{C} + \text{O}_2 \leftrightarrow \text{CO}_2$ и т.д.). В других случаях пользуются законом Гесса.

Теплоты образования различных веществ сводят в термодинамические таблицы. В этих таблицах теплоты образования $\Delta^{\circ}_{f,298}$ приведены при давлении 0,1 МПа (знак °) и температуре 298 К и выражены в кДж/моль или ккал/моль. Величину $\Delta^{\circ}_{f,298}$ часто называют стандартной теплотой образования или стандартной энтальпией образования (в некоторых литературных источниках ΔI обозначают через ΔH).

В физических процессах и химических реакциях элементы не исчезают и не создаются, их суммы в исходном и конечном состояниях системы равны. Поэтому уравнение Гесса можно записать в виде

$$\Delta I = \sum_i (n_i \Delta I_{f,i})_{\text{кон}} - \sum_i (n_i \Delta I_{f,i})_{\text{исх}} \quad (7.3)$$

Из (7.3) следует, что тепловой эффект процесса в изобарных условиях равен разности сумм произведений энтальпий образования веществ –

участников реакции ΔJ_f на соответствующее им число молей n_i в химическом уравнении в конечном и исходном состояниях системы.

Тепловой эффект реакции находится в сложной зависимости от температуры, а также от агрегатного состояния веществ, так как энтальпия вещества является функцией температуры и давления. Учет этих зависимостей освещается в специальной литературе.

Закон сохранения энергии (и его частный случай — первый закон термодинамики) ничего не утверждает о преимуществах одних энергетических состояний перед другими, требуя лишь их взаимоувязки. Но если не существует преимущественных состояний, то не должно существовать и преимущественное направление процесса. Это противоречит опыту. Деление процессов на самопроизвольные и несамопроизвольные, обратимые и необратимые, приводившееся ранее, полностью применимо и к процессам — химическим реакциям.

Согласно закону возрастания энтропии любая необратимость, в том числе и необратимое проведение химической реакции, приводит к росту энтропии изолированной системы. При наступлении равновесия энтропия системы достигает максимума. Таким образом, по изменению энтропии можно судить о направлении и окончании процесса. Ввиду того, что определение максимального значения энтропии системы тел не всегда возможно, пользуются другими функциями состояния, имеющими экстремальные значения при окончании работы. Величины этих функций связаны с величинами энтропии.

Особенностями химических процессов являются изменение внутренней энергии при постоянной температуре (за счет энергии химического превращения) и совершение внешней химической работы при постоянной температуре и давлении за счет изменения числа молей газообразных веществ при химической реакции. Поэтому можно рассматривать следующие условия проведения процессов:

- изохорно-изотермический ($v = \text{const}$, $T = \text{const}$);
- изобарно-изотермический ($p = \text{const}$, $T = \text{const}$);
- изохорно-изоэнтروпный ($v = \text{const}$, $s = \text{const}$);
- изобарно-изоэнтропный ($p = \text{const}$, $s = \text{const}$).

Движущими силами этих процессов являются термодинамические потенциалы: свободная энергия F , свободная энтальпия Φ , внутренняя энергия U , энтальпии I .

При любых условиях течения обратимого процесса работа получается за счет убыли соответствующего потенциала. При течении химической реакции потенциалы уменьшаются. По достижению конца реакции, при наступлении равновесия, термодинамические потенциалы принимают минимальные значения. Следовательно, они могут служить мерой химических процессов.

Так как при любом (обратимом или необратимом) протекании процесса начальные и конечные состояния являются равновесными, а термодинамические потенциалы являются функциями состояния (т.е. не зависят от вида процесса), они могут быть использованы для количественной характеристики необратимых процессов.

7.2. Термодинамическая вероятность химической реакции.

Химическое сродство

Наиболее часто химические реакции происходят при $p = \text{const}$ и $T = \text{const}$. Движущей силой таких процессов является изменение свободной энтальпии Φ или, как ее иногда называют, изобарного потенциала. Так как $\Phi = I - TS$, изменение изобарного потенциала в данном процессе

$$\Delta\Phi = \Delta I - T\Delta S,$$

где ΔI – изменение энтальпии, равное тепловому эффекту реакции; $T\Delta S$ – энергия (теплота), рассеивающаяся в окружающей среде и не превращающаяся в работу.

Приращение изобарного потенциала, рассчитанное для реакции, в которой участвуют вещества в стандартном состоянии, называется стандартным изобарным потенциалом.

Так как при стандартном давлении (0,1 МПа) и температуре $T = 298 \text{ К}$ в термодинамических таблицах приводится значение стандартной энтропии вещества S°_{298} , рассчитанной на массу 1 моль, стандартный изобарный потенциал

$$\Delta\Phi^\circ_{298} = \Delta I^\circ_{298} - T\Delta S^\circ_{298} \quad (7.4)$$

также может быть приведен в тех же таблицах.

Определение стандартного изобарного потенциала реакции при иных температурах трудоемко, для облегчения подсчетов применяют различные методы упрощения, приводимые в специальной литературе.

Энергетическая вероятность химической реакции может быть определена с помощью изобарного потенциала реакции $\Delta\Phi$. При этом можно получить три результата:

$\Delta\Phi = 0$ – реакция при заданных условиях находится в равновесии;

$\Delta\Phi < 0$ – реакция имеет тенденцию к развитию в предполагаемом направлении;

$\Delta\Phi > 0$ – реакция имеет тенденцию к развитию в направлении, обратном предполагаемому.

Термодинамическая вероятность реакции свидетельствует лишь о наличии движущих сил, но отнюдь не определяет ее скорость и даже сам факт ее существования (система, например, может находиться в неустойчивом равновесии).

При изменении температуры процесса (реакции) термодинамическая вероятность может как возрасти, так и понизиться. Не исключена и перемена мест термодинамических вероятностей реакций.

Состояние реакции можно определить по значению стандартного изобарного потенциала, если реакция протекает в стандартных состояниях, т.е. в ней участвуют чистые (свободные) конденсированные вещества, а газообразные имеют парциальное давление, равное 0,1 МПа.

Пример. Определить стандартный изобарный потенциал образования 1 моля газообразной и жидкой воды и состояние системы $\text{H}_2\text{O}_{\text{ж}} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_{\text{г}}$.

Решение. Реакция образования воды $0,5\text{O}_2 + \text{H}_2 = \text{H}_2\text{O}$.

1. Газообразная вода:

$$\begin{aligned} S_{298}^{\circ} &= S_{\text{H}_2\text{O}}^{\circ} - 0,5S_{\text{O}_2}^{\circ} - S_{\text{H}_2}^{\circ} = 188,74 - 0,5 \cdot 205,0 - 130,60 = \\ &= -44,36 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{K)}; \end{aligned}$$

$$\Delta \Phi_{298}^{\circ} = \Delta I - T \Delta S_{298}^{\circ} = -241\,840 - 298(-44,36) \approx -228\,620 \text{ Дж/моль.}$$

2. Жидкая вода:

$$S_{298}^{\circ} = 69,96 - 0,5 \cdot 205,0 - 130,60 = -163,14 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{K)};$$

$$\Delta \Phi_{298}^{\circ} = -285\,840 + 298(-163,14) \approx -334\,460 \text{ Дж/моль.}$$

После определения стандартных потенциалов образования веществ из элементов оценим состояние системы по стандартному изобарному потенциалу реакции, подсчитываемому по уравнению, аналогичному уравнению Гесса:

$$\Delta \Phi_T^{\circ} = \sum_i (n_i \Delta \Phi_{f_i}^{\circ})_{\text{кон}} - \sum_i (n_i \Delta \Phi_{f_i}^{\circ})_{\text{исх}};$$

$$\begin{aligned} \Delta \Phi_{298}^{\circ} &= \Delta \Phi_{298}^{\circ} \text{H}_2\text{O}_{\text{г}} - \Delta \Phi_{298}^{\circ} \text{H}_2\text{O}_{\text{ж}} = -228\,620 - (-334\,460) = \\ &= 105\,840 \text{ Дж/моль} = 105,8 \text{ кДж/моль.} \end{aligned}$$

Как видим, приращение изобарного потенциала отлично от нуля ($\Delta \Phi > 0$), т.е. система не находится в равновесии. Знак плюс означает, что выбранное направление процесса ошибочно.

В системе имеется тенденция к конденсации водяного пара (при его парциальном давлении, равном 1 атм.) Действительно, при давлении в 0,1 МПа и температуре $t = 25^\circ\text{C}$ (298 К) по таблицам воды и перегретого водяного пара М.П. Вукаловича равновесному состоянию рабочего тела соответствует конденсированная фаза.

При равновесии химической реакции между концентрациями веществ-участников реакции устанавливается соотношение, называемое константой равновесия или законом действия масс.

Константа равновесия может быть выражена через мольнообъемные концентрации веществ в системе C_p , через мольные доли N_i (K_N), числа молей n_i , а также связывать между собой парциальные давления веществ в системе (K_p). Константы равновесия, выраженные различным образом и, естественно, связанные между собой, зависят только от температуры.

Константа равновесия записывается следующим образом. При принятом порядке записи химического уравнения в числителе константы

приводится произведение концентрации веществ-продуктов реакции, возведенных в степени, равные коэффициентам перед символами этих веществ в химическом уравнении, а в знаменателе — аналогичное произведение, но для исходных веществ. Вещества, мольная доля или парциальное давление которых равны единице, в константе не указываются.

Константу равновесия гомогенной газовой реакции обычно выражают через парциальные давления веществ-участников реакции.

Константа гетерогенной реакции с участием чистых концентрированных веществ и газов выражается через парциальные давления газообразных веществ.

Константа равновесия гомогенных реакций в конденсированных растворах выражается через активность веществ-участников реакции.

Пример 1. Реакция горения водорода $\text{H}_2 + 0,5\text{O}_2 = \text{H}_2\text{O}$.

Константа равновесия запишется как

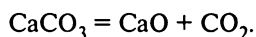
$$K_{p_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}}{p_{\text{H}_2} p_{\text{O}_2}^{0,5}}$$

В иной записи уравнение реакции $2\text{H}_2 + \text{O}_2 = 2\text{H}_2\text{O}$ и константа

$$K_{p_{\text{H}_2\text{O}}} = \frac{p_{\text{H}_2\text{O}}^2}{p_{\text{H}_2}^2 p_{\text{O}_2}}.$$

Следовательно, численное значение константы K_p зависит от формы записи уравнения реакции.

Пример 2. Реакция обжига карбоната кальция



Константа равновесия $K_p = p_{\text{CO}_2}$.

Связь между константой равновесия и термодинамическими функциями системы дается уравнениями Вант-Гоффа. К ним можно отнести уравнение стандартного химического сродства

$$\Delta\Phi_T = -RT \ln K \quad (7.5)$$

и уравнение изобары-изотермы

$$\Delta\Phi_T = -RT \ln K + RT \ln P. \quad (7.6)$$

Символом P обозначают отношение концентраций веществ-участников реакции, записанное точно так же, как и константа равновесия, но отвечающее данному неравновесному состоянию системы.

Константы равновесия служит мерой устойчивости системы: чем больше константа равновесия, тем больше понижается при реакции стандартный изобарный потенциал $\Delta\Phi$ и тем ниже оказывается работоспособность системы при равновесии.

Понятие устойчивости относится к уже достигнутому равновесию. Принудительное отклонение системы в любую сторону от равновесия (в котором $K = P$ и $\Delta\Phi_T = 0$) за счет, например, изменения концентрации реагентов ($P \neq K$) сопровождается повышением изобарного потенциала системы ($\Delta\Phi_T > 0$) и повышением ее работоспособности.

Анализ уравнения изобары-изотермы Вант-Гоффа позволяет оценить не только состояние термодинамического равновесия системы ($K = P$), но и определить направление развития процесса: при $K > P$ реакция имеет тенденцию протекать в предполагаемом направлении (вправо), поскольку изобарный потенциал уменьшается $\Delta\Phi_T < 0$; при $K < P$ реакция имеет тенденцию протекать в обратном выбранному направлению.

Влияние изменения внешних воздействий (температуры, давления, массы какого-либо из веществ-участников реакции) на равновесие химической реакции формулируется на основе принципа смещения равновесия Ле-Шателье: «Воздействия внешней среды на равновесную физико-химическую систему вызывают в ней процессы, парализующие эти воздействия и смещающие систему в новое состояние равновесия».

Например, увеличение температуры вызывает эндотермический процесс, а уменьшение приводит к экзотермическому процессу. При увеличении давления реакция направлена так, что количество молей газообразных продуктов, а следовательно, и объем газов уменьшаются.

Способность различных химических элементов реагировать друг с другом называется химическим сродством. Данные о химическом сродстве веществ позволяют судить о возможных химических реакциях между ними. Мерой химического сродства служит максимальная полезная работа (т.е. приращение изобарно-изотермического потенциала $\Delta\Phi$ для изобарно-изотермических процессов). При этом чем больше по абсолютному значению отрицательные приращения изобарного потенциала реакции соединения веществ, тем больше их тенденция к соединению и тем больше их химическое сродство.

Положительные приращения изобарного потенциала или равенство его нулю свидетельствуют об отсутствии химического сродства.

Тепловой эффект реакции является мерой химического сродства только при абсолютном нуле, как это следует из уравнения

$$\Delta\Phi = \Delta I - T\Delta S.$$

Химическое сродство, определенное при стандартных состояниях, называется стандартным. (В качестве стандартного состояния принимают следующее: участники реакции – чистые, свободные вещества; парциальные давления газов должны быть равны 0,1 МПа; вещество, по отношению к которому определяется сродство остальных веществ, берется в количестве 1 кмоль.)

Стандартное химическое сродство для некоторых реакций может быть определено по стандартным изобарным потенциалам образования веществ из элементов с помощью таблиц, подобных таблицам тепловых эффектов образования.

7.3. Термодинамика растворов

Растворами называются многокомпонентные смеси переменного состава, в которых частицы веществ равномерно распределены по объему и их концентрация может плавно изменяться в достаточно широких пределах. Последнее свойство отличает растворы от химических соединений, которым присуще вполне определенное количественное соотношение между входящими в их состав видами атомов.

Различают конденсированные (твердые или жидкие) и газовые растворы (газовые смеси).

Вещество, концентрация которого преобладает, называется *растворителем*, остальные компоненты — *растворенными* веществами.

Предельная концентрация, до которой может растворяться вещество, называется *растворимостью* этого вещества.

Раствор, находящийся в термодинамическом равновесии с нерастворенным остатком свободного растворяемого вещества, называется *насыщенным*.

Растворимость данного вещества зависит от природы растворителя, содержания в растворе других компонентов, температуры и давления.

Для конденсированных растворов обычно влиянием давления пренебрегают.

Растворение является сложным физико-химическим процессом, сопровождаемым двумя явлениями:

рассеянием частиц по объему — физическая сторона процесса;

разрушением старых связей между частицами исходных веществ и образованием новых связей между частицами разнородных веществ в растворе — химическая сторона процесса, сопровождаемая тепловым эффектом, изменением объема по сравнению с простой суммой объемов исходных веществ.

Современные теории растворов базируются на физической теории и на учете химических явлений при растворении введением тех или иных поправок.

Важнейшей характеристикой раствора является его состав, количественно выражаемый:

в массовых долях (или процентах)

$$g_i = \frac{m_i}{\sum m_i} \left(\%g_i = \frac{m_i}{\sum m_i} 100\% \right);$$

в мольных долях (или процентах)

$$N_i = \frac{n_i}{\sum n_i} \left(\%N_i = \frac{n_i}{\sum n_i} 100\% \right);$$

в объемных долях (или процентах)

$$r_i = \frac{V_i}{\sum V_i} \left(\%r_i = \frac{V_i}{\sum V_i} 100\% \right).$$

где m_i — масса n молей вещества; n_i — число молей i -го вещества; V_i — объем i -го вещества.

В химической термодинамике состав раствора может быть выражен также в абсолютных концентрациях, моль/м³:

$$C_i = \frac{n_i}{V}, \quad (7.7)$$

где V — общий объем раствора.

Растворы, в которых молекулы растворенного вещества разбавлены большим числом молекул растворителя, называются *разбавленными* (в пределе — бесконечно разбавленными).

Растворяя наибольшее количество вещества в растворителе, мы понижаем концентрацию молекул растворителя в единице объема раствора и уменьшаем тем самым число молекул, вылетающих в единицу времени из жидкой фазы в парообразную. В результате равновесие между жидкостью и паром установится при меньшей концентрации пара, т.е. при меньшем его давлении.

Таким образом, при растворении нелетучего вещества (В) давление пара растворителя (А) над раствором меньше, чем над чистым растворителем. Это понижение тем больше, чем больше концентрация растворенного вещества в растворе:

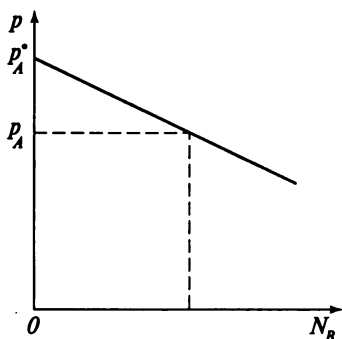
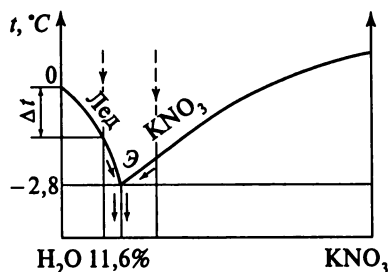


Рис. 7.2. Зависимость давления насыщения паров растворителя от концентрации растворенного вещества

Рис. 7.3. Диаграмма «температура – концентрация» водного раствора соли (штриховые линии со стрелками обозначают процессы охлаждения жидкого раствора)



$$p_A = KN_A. \quad (7.8)$$

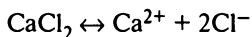
При $N_A = 1$ (чистый растворитель) $K = p_A^\circ$.

Для двойного (бинарного) раствора $N_A = 1 - N_B$ и $p_A = (1 - N_B)p_A^\circ$ (рис. 7.2). Или

$$\frac{p_A^\circ - p_A}{p_A^\circ} = N_B. \quad (7.9)$$

Относительное понижение давления насыщенного пара растворителя над раствором равно мольной доле растворенного вещества в растворе. Так формулируют закон Рауля.

По мере повышения концентрации в большинстве растворов возникают отклонения от этой зависимости, различные как по величине, так и по направлению. Систематические отклонения другого характера обнаруживаются в водных растворах солей и пр. Вследствие электролитической диссоциации в этих растворах в действительности находится большее количество частиц, чем было бы недиссоциированных молекул. Так, например, для растворов NaCl происходит двукратное понижение давления, а для раствора CaCl_2 — трехкратное понижение давления, так как молекулы этих солей распадаются соответственно на два и три иона:



Для рассмотрения процесса кристаллизации растворов удобно пользоваться диаграммами «температура – концентрация». Так, для водного раствора нитрата калия (рис. 7.3) точка пересечения Э кривых кристаллизации льда и нитрата калия называется эвтектической. Она отвечает моменту одновременного выделения кристаллов льда и кристаллов нитрата калия, образующего две фазы. Для водно-солевых систем это состояние обычно называют не эвтектикой, а криогидратом, а точку Э – криогидратной.

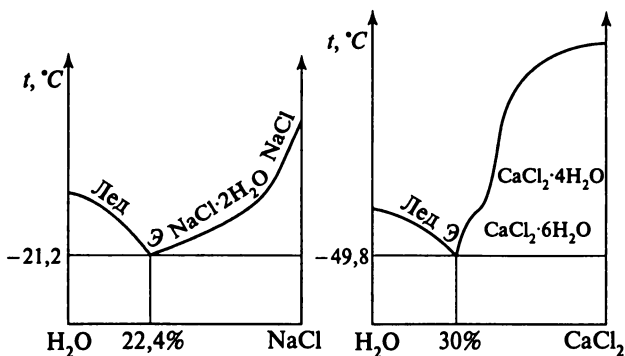


Рис. 7.4. Диаграмма «температура – концентрация» водных растворов различных солей

Примечание. Параметры в эвтектической точке: концентрация натрия – 11,6%, понижение температуры кристаллизации $-\Delta t = -2,8^\circ\text{C}$.

Подчеркиваем принципиальную разницу между криогидратом – продуктом, состоящим из кристаллов льда и кристаллов соли, и кристаллогидратом, в котором каждый кристаллик содержит соль и воду, химически связанные между собой, например $\text{NaCl}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$.

Любой водный раствор концентрации ниже, чем в точке Э, при охлаждении выделяет кристаллы льда. Их выделение начинается при температуре Δt , определяемой кривой кристаллизации льда.

По мере выделения льда раствор становится более концентрированным. Дальнейшее охлаждение приводит систему в эвтектическую (криогидратную) точку. При этой температуре при отводе теплоты остающийся раствор замерзает полностью в виде криогидрата.

Для любых концентраций, больших концентрации в криогидратной точке Э, начинает кристаллизоваться при охлаждении KNO_3 . Выделение кристаллов KNO_3 начинается при температуре, определяемой кривой кристаллизации. Процесс протекает в последовательности, описанной выше.

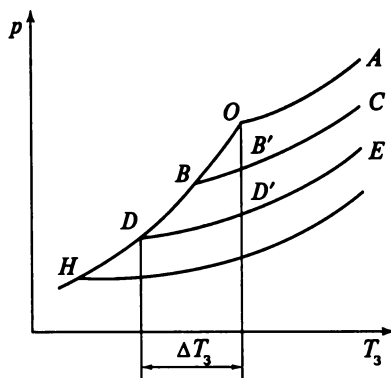
Другим примером могут служить системы $\text{H}_2\text{O}-\text{NaCl}$ и $\text{H}_2\text{O}-\text{CaCl}_2$ (рис. 7.4).

Кристаллогидраты $\text{NaCl} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ и $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ могут вынудить закончить кристаллизацию не в криогидратной точке, а ранее из-за нехватки воды.

Для определения величины понижения температуры замерзания $\Delta T_3 = T_3^* - T_3$ рассмотрим pT -диаграмму (рис. 7.5).

Кривая OA представляет зависимость давления насыщенного пара чистой воды от температуры, а кривые BC , DE и т.д. – давление насыщенного пара над растворами разных концентраций.

Рис. 7.5. Диаграмма фазового равновесия водных растворов



Кривая OH выражает температурную зависимость давления насыщенного пара льда (переход лед – пар).

Рассматривая бесконечно разбавленные растворы и принимая линии в треугольниках $OB'B$, ODD' и т.д. прямыми, из подобия треугольников найдем

$$\Delta T_3 = KN, \quad (7.10)$$

где K – коэффициент пропорциональности, криоскопическая постоянная; N – концентрация растворенного вещества.

Иначе

$$T_3^o - T_3 = \frac{\mu R (T_3^o)^2}{l_{пл}} N, \quad (7.11)$$

где $l_{пл}$ – удельная теплота плавления.

Растворы, в которых происходит электролитическая диссоциация, обнаруживают большее понижение температуры замерзания. Это соответствует большему понижению давления их насыщенного пара.

Когда в растворе содержатся не одна, а две или более солей (например, в морской воде), то каждая из них влияет на растворимость другой. Если между ними не образуется объединений, то чаще наблюдается, что каждая из них уменьшает растворимость другой. Этот эффект усиливается при повышении концентрации одной из солей, в особенности если обе соли имеют один общий ион. Примером этому служит диаграмма для системы $H_2O - NaCl - KCl$ (рис. 7.6). Кипение растворов не будем рассматривать, отметим лишь, что происходит повышение температуры кипения раствора с повышением его концентрации:

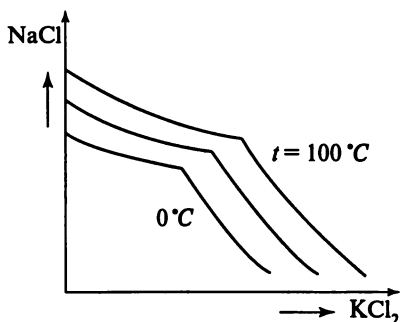


Рис. 7.6. Диаграмма растворимости солей в водных растворах

$$T_s - T_s^\circ = \frac{\mu R (T_s^\circ)^2}{r} N. \quad (7.12)$$

При рассмотрении термодинамических свойств растворов принято пользоваться показателем активности $a_i = p_i/p_i^\circ$.

В простейших растворах отношение p_i/p_i° равно мольной концентрации данного компонента в растворе:

$$p_A/p_A^\circ = N_A, p_B/p_B^\circ = N_B.$$

Активность представляет дополнительную термодинамическую функцию, в суммарной форме характеризующую степень связанности молекул компонента. При образовании данным компонентом в растворе каких-нибудь соединений его активность становится меньше, и, наоборот, активность возрастает при уменьшении степени ассоциации компонента.

Вместо активности часто пользуются коэффициентом активности $\gamma_i = a_i/N_i$, характеризующим степень отклонения свойств компонента в данном растворе от его свойств в соответствующем простом растворе.

Причина отклонения с помощью этого коэффициента не вскрывается.

РАЗДЕЛ 2

ТЕОРИЯ ТЕПЛООБМЕНА

ГЛАВА 8

ТЕОРИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

8.1. Процессы теплообмена

Теплопередача — наука, изучающая процессы распространения теплоты в пространстве и передачи ее от одних тел другим. Перенос теплоты от одного тела другому или теплообмен между частями одного и того же тела происходит только при наличии разности температур.

В процессе теплового воздействия одного тела на другое теплота в соответствии со вторым законом термодинамики самопроизвольно переходит от тела с более высокой температурой к телу с более низкой температурой. При отсутствии разности температур процесс теплопереноса прекращается и наступает тепловое равновесие тел.

Различают три способа распространения теплоты в природе — теплопроводность, конвекцию и тепловое излучение (радиацию) и два вида теплообмена между телами — конвективный и лучистый.

Процесс распространения теплоты *теплопроводностью* является молекулярным и происходит при непосредственном соприкосновении тел или частиц тел с различной температурой. В результате соударения частиц вещества (молекул, атомов и свободных электронов) происходит обмен энергией их теплового движения: интенсивность движения частиц тела, обладающих меньшей внутренней кинетической энергией, увеличивается, а частиц тела, обладающих большей внутренней кинетической энергией, уменьшается.

Механизм распространения теплоты теплопроводностью зависит от физических свойств тела: в газообразных телах перенос теплоты теплопроводностью происходит в результате соударения молекул между собой; в металлах — путем диффузии свободных электронов; в капельных жидкостях и твердых телах — диэлектриках — путем упругих волн (упругие колебания кристаллической решетки).

Конвекцией называется процесс распространения теплоты путем перемещения жидкости или газа в пространстве из области с одной температурой в область с другой. Конвекция в отличие от распространения теплоты теплопроводностью может происходить только в жидкостях и газах и обуславливается перемещением самой среды. Конвекция всегда со-

проводится теплопроводностью, поскольку при перемещении жидкости или газа отдельные части тела, имеющие разные температуры, всегда соприкасаются.

Одновременное распространение теплоты конвекцией и теплопроводностью носит название *конвективного теплообмена*.

Различают *естественную (свободную)* и *искусственную (вынужденную)* конвекцию. Причиной перемещения жидкости или газа из одной части пространства в другую может быть различие плотностей отдельных частей жидкости или газа из-за их неравномерного нагрева. Более легкие объемы жидкости или газа будут подниматься вверх, а на их место будут опускаться более холодные объемы, обладающие большей плотностью. В этом случае характер движения и теплообмена определяется только условиями нагрева (температурным полем). Такое движение жидкости или газа называется свободным, а теплообмен — конвективным теплообменом в свободном потоке.

В том случае, когда движение жидкости или газа вызвано искусственно (вентилятором, насосом, компрессором и т.д.) и не связано с тепловым воздействием, движение называется вынужденным, а теплообмен — конвективным теплообменом в вынужденном потоке.

Тепловое излучение (радиация) — это излучение, возникающее в результате возбуждения частиц вещества (атомов, молекул, ионов и пр.) и распространяющееся в пространстве электромагнитными волнами. Скорость распространения электромагнитных волн в свободном пространстве (в вакууме) составляет 300 000 км/с.

При лучистом теплообмене происходит *двойное превращение энергии*. Внутренняя энергия излучающего тела сначала переходит в лучистую, т.е. в энергию, переносимую излучением, а затем лучистая энергия распространяется в пространстве, пока не встретит непрозрачное тело, которое полностью или частично поглотит эту лучистую энергию. При этом происходит преобразование лучистой энергии во внутреннюю энергию поглощающего тела.

Передача теплоты теплопроводностью и конвекцией происходит только в вещественной среде (в твердых телах, жидкостях, газах), в то время как перенос теплоты излучением может происходить в вакууме, т.е. без участия среды.

Необходимо отметить, что в реальных условиях весьма редко какой-либо из указанных способов распространения теплоты и видов теплообмена встречается изолированно. Так, например, в топочном пространстве котельного агрегата теплота передается от продуктов сгорания топлива к наружным стенкам кипяtilьных труб конвективным и лучистым теплообменом. Через стенки труб теплота передается теплопроводностью, а затем происходит процесс теплообмена между внутренними стенками труб и кипящей водой или паром. Совокупность этих видов теплообмена называется *сложным теплообменом*.

В различных машинах и аппаратах передача теплоты от одной движущейся жидкости к другой осуществляется через разделяющую их твердую стенку. Такой процесс переноса теплоты называется *теплопередачей*.

Задачей учения о теплообмене является изучение закономерностей в отдельности как каждого вида теплообмена, так и сложного теплообмена.

8.2. Основные понятия теории теплопроводности

Рассмотрим вещественную среду, в которой осуществляется процесс распространения теплоты теплопроводностью. Как было указано, для возникновения процесса теплопроводности необходимо наличие разности температур в различных точках среды.

Совокупность значений температур в данный момент времени для всех точек рассматриваемой среды называется *температурным полем*. В общем случае уравнение температурного поля имеет вид:

$$t = F(x, y, z, \tau), \quad (8.1)$$

где t – температура среды; x, y, z – координаты точки среды; τ – время.

В том случае, когда температура t зависит от времени τ , температурное поле называется нестационарным. Если температура в любой точке среды не зависит от времени, то температурное поле называется стационарным и описывающее его уравнение будет

$$t = f(x, y, z), \quad (8.2)$$

т.е. стационарное температурное поле является функцией только координат. Для такого поля $\partial t / \partial \tau = 0$.

Поскольку температура является скалярной величиной, то температурное поле является скалярным полем.

Геометрическое место точек, имеющих в данный момент времени одинаковую температуру, называется *изотермической поверхностью*. Уравнение изотермической поверхности

$$F(x, y, z, \tau) = \text{const}. \quad (8.3)$$

При нестационарном температурном поле изотермические поверхности с течением времени изменяют свое положение в пространстве. При стационарном температурном поле уравнение изотермической поверхности

$$f(x, y, z) = \text{const}; \quad (8.4)$$

вид поверхности и ее расположение в теле остаются не зависящими от времени.

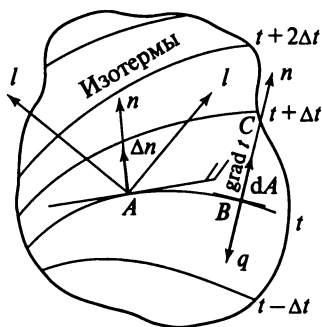


Рис. 8.1. Схема для определения температурного градиента

На рис. 8.1 схематически представлено сечение тела с нанесенными через интервалы Δt изотермами. Вдоль всякого произвольного направления l , не совпадающего с изотермой, температура изменяется. Наименьшее расстояние между двумя изотермическими поверхностями будет в направлении нормали n к изотермической поверхности (точка A на рис. 8.1).

Предел отношения изменения температуры Δt к расстоянию Δn между изотермическими поверхностями, измеренному по нормали к ним, называется *температурным градиентом*:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{\partial t}{\partial n} \text{grad } t. \quad (8.5)$$

Температурный градиент является *вектором*, совпадающим с направлением нормали к изотермической поверхности. Принято считать $\text{grad } t$ положительным, если он направлен в сторону возрастания температуры (BC на рис. 8.1).

Для отдельных точек тела, а в общем случае и для различных точек одной и той же изотермической поверхности температурный градиент различен не только по направлению, но и по размеру. Совокупность значений температурных градиентов в различных точках температурного поля образует векторное поле температурных градиентов. Температурное поле полностью определяет поле градиентов, так как направление последних должно совпадать с касательными к кривым, нормальным к изотермическим поверхностям (рис. 8.2), а значения их обратно пропорциональны отрезкам между двумя смежными изотермическими поверхностями. Эти нормальные к изотермам кривые носят название *линий теплового тока*. Вектор $\text{grad } t$ всегда направлен по касательной к линии теплового тока.

При изучении процессов теплопроводности в твердых телах экспериментально установлено, что количество теплоты, проходящей через элементарную площадь изотермической поверхности за элементарный промежуток времени, пропорционально температурному градиенту, элемен-

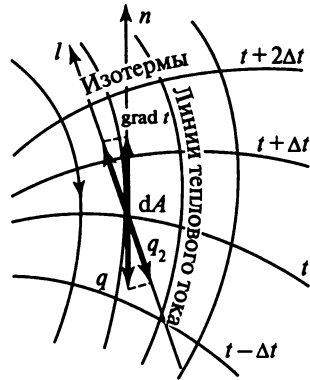


Рис. 8.2. Изотермы и линии теплового потока

тарной площади поверхности и промежутку времени:

$$\delta Q = -\lambda \text{grad } t dA dt, \quad (8.6)$$

где δQ – элементарное количество теплоты, Дж; λ – теплопроводность материала тела, Вт/(м·К); $\text{grad } t$ – температурный градиент, К/м; dA – элементарная площадь, м²; dt – элементарный промежуток времени, с.

Уравнение (8.6) называется уравнением Фурье, несмотря на то, что впервые предположение о форме зависимости было высказано французским ученым Био.

Теплопроводность является теплофизическим параметром, характеризующим способность вещества проводить теплоту.

Отношение количества теплоты, проходящей через заданную поверхность, ко времени называется *тепловым потоком*. Тепловой поток обозначают Φ и выражают в ваттах (Вт). Отношение теплового потока к площади поверхности называют *поверхностной плотностью теплового потока*, обозначают буквой q и выражают в ваттах на квадратный метр (Вт/м²).

Тепловой поток и поверхностная плотность теплового потока являются векторами, направленными по нормали к изотермической поверхности в сторону, противоположную температурному градиенту. Вектор поверхностной плотности теплового потока

$$\vec{\delta q} = \frac{\vec{\delta \Phi}}{dA} = -\lambda \left(\frac{\vec{\partial t}}{\partial n} \right) = -\lambda \vec{\text{grad } t}, \quad (8.7)$$

где n – длина нормали к изотермической поверхности.

Знак минус в уравнении (8.7) указывает, что вектор q направлен в сторону, противоположную направлению вектора $\text{grad } t$ (см. рис. 8.1).

Тепловой поток, прошедший сквозь изотермическую поверхность площадью A ,

$$\Phi = - \int_A \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right) dA. \quad (8.8)$$

Поверхностная плотность теплового потока q_L определяется проецированием векторного равенства (8.7) на направление t (см. рис. 8.2).

8.3. Определение теплопроводности материала

Из (8.7) следует, что теплопроводность, Вт/(м·К),

$$\lambda = \frac{|q|}{\text{grad } t} \quad (8.9)$$

равна отношению поверхностной плотности теплового потока к температурному градиенту. Другими словами, *теплопроводность представляет собой количество теплоты, которое проходит в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности при температурном градиенте, равном единице.*

Чем больше значение λ , тем большей теплопроводностью обладает вещество. В общем случае теплопроводность для данного вещества не является величиной постоянной: для твердых тел λ зависит от температуры, а для жидких и газообразных — еще и от давления.

Для металлов (кроме алюминия) теплопроводность с увеличением температуры несколько убывает, что означает, что холодный металл проводит теплоту лучше, чем нагретый. Теплопроводность металлов λ составляет 2,3–420 Вт/(м·К).

Для изоляционных и огнеупорных материалов λ при повышении температуры возрастает. Последнее объясняется тем, что большинство изоляционных материалов не представляют монолитной массы, а являются пористыми телами — конгломератом отдельных частиц с воздушными прослойками между ними. Эти воздушные прослойки уменьшают теплопроводность, но лучистый теплообмен, происходящий в этих прослойках, в итоге увеличивает суммарный теплоперенос при повышении температуры пористого тела. Для таких материалов λ зависит не только от свойств собственно материала, но и от степени его уплотнения, т.е. от плотности. Кроме того, на теплопроводность указанных материалов большое влияние оказывает влажность. С увеличением влажности теплопроводность возрастает. Для влажного материала λ выше, чем для сухого материала и воды, взятых в отдельности. Так, например, для сухого кирпича $\lambda = 0,35$ Вт/(м·К), для воды $\lambda = 0,58$ Вт/(м·К), а для влажного кирпича $\lambda = 1,05$ Вт/(м·К). Это объясняется тем, что адсорбированная в капиллярно-пористых телах вода отличается по физическим свойствам от свободной воды. Поэтому по отношению к такого рода веществам правильнее

говорить о так называемой видимой теплопроводности. Теплопроводность теплоизоляционных материалов составляет 0,02–3,0 Вт/(м·К).

Для газов с увеличением температуры теплопроводность также возрастает, но от давления λ практически не зависит, кроме очень низких (менее 2,5 кПа) и очень высоких (более 200 МПа) давлений. Теплопроводность газов колеблется от 0,006 до 0,6 Вт/(м·К).

Для большинства капельных жидкостей теплопроводность находится в пределах 0,09–0,7 Вт/(м·К) и с повышением температуры уменьшается. Вода является исключением: с ростом температуры от 0 до 150 °С теплопроводность возрастает, а при дальнейшем увеличении температуры уменьшается.

8.4. Дифференциальные уравнения теплопроводности

Рассмотрим процесс распространения теплоты теплопроводностью в однородном изотропном твердом теле. Примем, что отсутствуют внутренние источники теплоты, а значения теплопроводности λ , теплоемкости c и плотности ρ постоянны.

Выделим в рассматриваемом теле элементарный параллелепипед с ребрами dx , dy и dz (рис. 8.3). Составим уравнение теплового баланса для этого параллелепипеда, для чего, используя закон Фурье, определим приток и расход теплоты, передаваемой теплопроводностью через каждую его грань.

В соответствии с (8.6) в направлении оси x через грань с площадью $dy\,dz$ за время dt поступает элементарное количество теплоты

$$\delta Q'_x = -\lambda dydz \frac{\partial t}{\partial x} dt. \quad (8.10)$$

Количество теплоты, поступающее из параллелепипеда за то же время через противоположную грань, расположенную на расстоянии dx и имеющую температуру $t + \frac{\partial t}{\partial x} dx$:

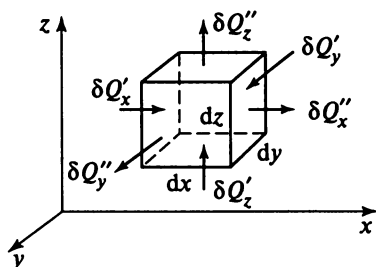


Рис. 8.3. Схема для вывода дифференциального уравнения теплопроводности

$$\delta Q_x'' = -\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) dydzd\tau. \quad (8.11)$$

Из (8.10) и (8.11) получаем, что количество теплоты, подведенное теплопроводностью к рассматриваемому параллелепипеду в направлении оси x ,

$$\delta Q_x = \delta Q_x' - \delta Q_x'' = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} dx dy dz d\tau. \quad (8.12)$$

Аналогично определяется количество теплоты, подведенное к элементарному параллелепипеду в направлении осей y и z :

$$\delta Q_y = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dx dy dz d\tau, \quad (8.13)$$

$$\delta Q_z = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} dx dy dz d\tau. \quad (8.14)$$

Из (8.12)–(8.14) получим, что количество энергии, аккумулированное в параллелепипеде объемом $dV = dx dy dz$ за время $d\tau$,

$$\delta Q = \delta Q_x + \delta Q_y + \delta Q_z = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dV d\tau. \quad (8.15)$$

По закону сохранения энергии, аккумулированная за время $d\tau$, с, энергия в количестве δQ , Дж, должна пойти на увеличение внутренней энергии параллелепипеда объемом dV , м³:

$$\delta Q = c \rho dV \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau, \quad (8.16)$$

где c — теплоемкость, Дж/(кг·К); ρ — плотность, кг/м³; $\frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau$ — изменение температуры параллелепипеда объемом dV за время $d\tau$.

Приравнявая правые части (8.15) и (8.16) и сокращая на $dV/d\tau$, получим дифференциальное уравнение теплопроводности (при отсутствии внутренних источников теплоты):

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (8.17)$$

где величина $a = \lambda/c\rho$ носит наименование *температуропроводности* и является теплофизическим параметром вещества. Температуропровод-

ность характеризует скорость изменения температуры в теле и является мерой его теплоинерционных свойств.

Выражение, стоящее в круглых скобках в (8.17), называется оператором Лапласа и для сокращения обозначается $\nabla^2 t$ (знак ∇ читается «набла»). Дифференциальное уравнение теплопроводности принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t. \quad (8.18)$$

Полученное уравнение устанавливает связь между временными и пространственными изменениями температуры тела.

В случае стационарного режима в силу условий $\partial t / \partial \tau = 0$ и $a \neq 0$ уравнение теплопроводности упрощается к виду $\nabla^2 t = 0$.

При решении некоторых задач теплопроводности (распространение теплоты теплопроводностью в трубах, дисках, валах) удобнее вместо декартовой прямоугольной системы координат использовать цилиндрическую систему координат r, ϕ, z . Заменяя обычным методом переменные $x = r \cos \phi$ и $y = r \sin \phi$, получим выражение для оператора Лапласа в цилиндрической системе координат:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}.$$

Когда имеется одномерное стационарное поле $t = f(x)$, т.е. когда перенос теплоты происходит в направлении только одной из осей (например, оси x), дифференциальное уравнение значительно упрощается:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0. \quad (8.19)$$

Отсюда следует, что характер стационарного температурного поля в твердом теле не зависит от теплопроводности материала.

8.5. Условия однозначности

Полученное дифференциальное уравнение (8.18) описывает в общем виде множество явлений теплопроводности. Для того чтобы из обширного класса явлений распространения теплоты в твердом теле, описываемых (8.18), выделить данное или так называемое единичное явление необходимо это уравнение дополнить полным математическим описанием всех частных особенностей рассматриваемого процесса, называемых условиями однозначности.

Условия однозначности включают в себя:

1) *временные* или начальные условия, характеризующие распределение температуры в теле в начальный момент времени;

2) *геометрические условия*, определяющие форму и размеры тела, в котором протекает процесс;

3) *физические условия*, задаваемые теплофизическими параметрами тела;

4) *граничные условия*, характеризующие особенности взаимодействия окружающей среды с рассматриваемой поверхностью (границей) тела.

Начальные условия используются при нестационарном режиме. Они задаются законом распределения температур по всему объему тела для момента времени $\tau = 0$.

Граничные условия могут быть заданы тремя способами.

Граничные условия первого рода. В этом случае задается распределение температуры на поверхности тела $t_{\text{ст}}$ в любой момент времени τ . В частном случае температура на поверхности за время процесса может оставаться неизменной. Температурный градиент, а следовательно, и плотность теплового потока q неизвестны.

Граничные условия второго рода. В этом случае задается поверхностная плотность теплового потока (а следовательно, и температурный градиент) в каждой точке поверхности тела для любого момента времени. В частном случае поверхностная плотность теплового потока для каждой точки поверхности тела может оставаться неизменной. Температура $t_{\text{ст}}$ на поверхности тела неизвестна.

Граничные условия третьего рода. В этом случае задается температура среды, окружающей тело. Температура $t_{\text{ст}}$ на поверхности твердого тела определяется через температуру t окружающей среды (газ, жидкость). Следовательно, для использования граничного условия третьего рода возникает необходимость учесть распространение теплоты конвекцией, т.е. рассматривать конвективный теплообмен.

Задание граничных условий третьего рода является в технических приложениях теории теплообмена наиболее частым, так как температура окружающей среды обычно считается известной.

В основу изучения конвективного теплообмена между окружающей средой и поверхностью тела может быть положен закон охлаждения Ньютона, основанный на зависимости

$$q = \alpha(t - t_{\text{ст}}), \quad (8.20)$$

где α — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К).

Коэффициент теплоотдачи, как это вытекает из (8.20), равен отношению плотности теплового потока к разности температур окружающей среды и поверхности. Сопоставляя уравнение Фурье и уравнение Ньютона, имеем

$$-\lambda_{\text{ст}} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{\text{ст}} = \alpha(t - t_{\text{ст}}), \quad (8.21)$$

где индекс «ст» (стенка) показывает, что температурный градиент относится к поверхности тела. Равенство является математической формулировкой граничных условий третьего рода.

8.6. Распространение теплоты теплопроводностью в плоской и цилиндрической стенках при стационарном режиме (граничные условия первого рода)

Однородная однослойная плоская стенка. Рассмотрим распространение теплоты теплопроводностью в однородной однослойной плоской стенке толщиной δ при ее неограниченных ширине и длине.

Ось x направим перпендикулярно стенке (рис. 8.4). По обеим поверхностям стенки как в направлении оси y , так и оси z благодаря равномерному подводу и отводу теплоты q температуры распределены равномерно. В связи с тем, что стенка в направлении этих осей имеет бесконечно большие размеры, то соответствующие температурные градиенты $dt/dy = dt/dz = 0$ и, таким образом, отсутствует влияние на процесс теплопроводности торцевых поверхностей стенки. При этих упрощающих задачу условиях стационарное температурное поле является функцией только координаты x , т.е. рассматривается одномерная задача. Применительно к разбираемому случаю дифференциальное уравнение теплопроводности примет вид (при $\partial t/\partial \tau = 0$):

$$d^2t/dx^2 = 0. \quad (8.22)$$

Даны граничные условия первого рода:

$$\left. \begin{aligned} t_{x=0} &= t_{\text{ст}1} \\ t_{x=\delta} &= t_{\text{ст}2} \end{aligned} \right\} t_{\text{ст}1} > t_{\text{ст}2},$$

Найдем уравнение температурного поля и определим тепловой поток Φ , проходящий через участок стенки площадью A . Первое интегрирова-

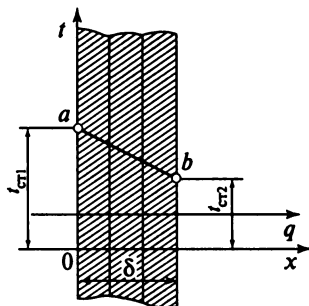


Рис. 8.4. Однослойная плоская стенка

ние дает

$$dt/dx = \text{grad } t = a, \quad (8.23)$$

т.е. температурный градиент является величиной постоянной по всей толщине стенки.

После второго интегрирования получим искомое уравнение температурного поля:

$$t = ax + b, \quad (8.24)$$

где a и b – постоянные интегрирования.

Таким образом, изменение температуры по толщине стенки следует линейному закону, а изотермические поверхности представляют собой плоскости, параллельные граням стенки.

Для определения произвольных постоянных интегрирования используем граничные условия:

$$t_{x=0} = t_{\text{ст1}} = b;$$

$$t_{x=\delta} = t_{\text{ст2}} = a\delta + t_{\text{ст1}},$$

т.е.

$$a = \text{grad } t = -(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})/\delta. \quad (8.25)$$

Так как $t_{\text{ст1}} > t_{\text{ст2}}$, то проекция градиента на ось x отрицательна, как это и следовало ожидать при выбранном направлении оси, совпадающем с направлением вектора поверхностной плотности теплового потока.

Подставляя значение постоянных в (8.24), получим окончательное выражение для температурного поля.

Линия a – b на рис. 8.4, так называемая температурная кривая, показывает изменение температуры по толщине стенки:

$$t = t_{\text{ст1}} - \frac{t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}}}{\delta} x. \quad (8.26)$$

Зная температурный градиент, можно, пользуясь уравнением Фурье (8.10), найти количество теплоты δQ , проходящей за время τ через элементарную поверхность dA , перпендикулярной оси x :

$$\delta Q = \lambda \frac{t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}}}{\delta} dA \tau, \quad (8.27)$$

и для участка поверхности площадью A

$$Q = \lambda \frac{t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}}}{\delta} A \tau. \quad (8.28)$$

Формула (8.28) для теплового потока и поверхностной плотности теплового потока примет вид:

$$\Phi = \lambda A(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})/\delta; \quad (8.29)$$

$$q = \lambda(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})/\delta. \quad (8.30)$$

Многослойная плоская стенка. Рассмотрим распространение теплоты теплопроводностью в многослойной плоской стенке, состоящей из нескольких (например, трех) плотно прилегающих друг к другу слоев (рис. 8.5). Очевидно, что в случае стационарного температурного поля тепловой поток, проходящий через поверхности одинаковой площади A , будет для всех слоев одним и тем же. Поэтому для каждого из слоев может быть использовано уравнение (8.29):

для первого слоя

$$\Phi = \lambda_1 A(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})/\delta_1; \quad (8.31)$$

для второго и третьего слоев соответственно

$$\Phi = \lambda_2 A(t_{\text{ст2}} - t_{\text{ст3}})/\delta_2; \quad (8.32)$$

$$\Phi = \lambda_3 A(t_{\text{ст3}} - t_{\text{ст4}})/\delta_3, \quad (8.33)$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — теплопроводности слоев; $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ — толщины слоев.

На наружных границах трехслойной стенки считаются известными температуры $t_{\text{ст1}}$ и $t_{\text{ст4}}$. По плоскостям раздела слоев устанавливаются температуры $t_{\text{ст2}}$ и $t_{\text{ст3}}$, которые рассматриваются как неизвестные. Уравнения (8.31)–(8.33) решим относительно разностей температур:

$$\left. \begin{aligned} t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}} &= (\Phi/A)(\delta_1/\lambda_1); \\ t_{\text{ст2}} - t_{\text{ст3}} &= (\Phi/A)(\delta_2/\lambda_2); \\ t_{\text{ст3}} - t_{\text{ст4}} &= (\Phi/A)(\delta_3/\lambda_3), \end{aligned} \right\} \quad (8.34)$$

а затем почленно сложим и тем самым исключим неизвестные промежуточные температуры:

$$t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст4}} = \Phi/A(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3),$$

или

$$\Phi = \frac{t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст4}}}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3} A; \quad (8.35)$$

$$q = \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}4}}{\sum_{i=1}^{i=3} \delta_i / \lambda_i}. \quad (8.36)$$

Обобщая (8.36) для n -слойной стенки, получим

$$q = \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}n+1}}{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i / \lambda_i}. \quad (8.37)$$

Для определения промежуточных температур $t_{\text{ст}2}$, $t_{\text{ст}3}$ по плоскостям разделов слоев используем (8.34):

$$\begin{aligned} t_{\text{ст}2} &= t_{\text{ст}1} - q\delta_1/\lambda_1, \\ t_{\text{ст}3} &= t_{\text{ст}2} - q\delta_2/\lambda_2 = t_{\text{ст}1} - q(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2). \end{aligned} \quad (8.38)$$

Наконец, обобщая вывод на n -слойную стенку, получим формулу для температуры на границе i -го и $(i + 1)$ -го слоев:

$$t_{\text{ст},i+1} = t_{\text{ст}1} - q(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \dots + \delta_i/\lambda_i). \quad (8.39)$$

Иногда пользуются понятием эквивалентной теплопроводности $\lambda_{\text{экв}}$. Для поверхностной плотности теплового потока, проходящего сквозь плоскую многослойную стенку

$$q = \lambda_{\text{экв}}(t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст},n+1}) / \sum_{i=1}^{i=n} \delta_i, \quad (8.40)$$

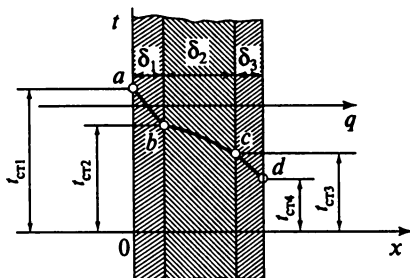
где $\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i$ – суммарная толщина всех слоев многослойной стенки.

Сравнивая (8.37) и (8.40), заключаем, что

$$\lambda_{\text{экв}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i}{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i / \lambda_i}. \quad (8.41)$$

На рис. 8.5 в виде ломаной линии $abcd$ изображен график изменения температуры по толщине многослойной стенки. В пределах слоя, как было доказано выше, изменение температуры следует линейному закону. Тангенс угла наклона φ , температурной прямой к горизонтالي

Рис. 8.5. Многослойная плоская стенка



$$\operatorname{tg} \varphi_i = (t_{cti} - t_{cti+1}) / \delta_i,$$

т.е. равен абсолютному значению температурного градиента $\operatorname{grad} t$. Таким образом, по наклону прямых ab , bc и cd можно судить о значении температурного градиента в том или ином слое. Кроме того, с учетом (8.9)

$$\lambda_1(\operatorname{grad} t)_1 = \lambda_2(\operatorname{grad} t)_2 = \lambda_3(\operatorname{grad} t)_3.$$

Следовательно,

$$\lambda_1 / \lambda_2 = (\operatorname{grad} t)_2 / (\operatorname{grad} t)_1, \quad (8.42)$$

т.е. температурные градиенты для отдельных слоев многослойной плоской стенки обратно пропорциональны теплопроводностям этих слоев.

Это значит, что для получения больших температурных градиентов (что требуется, например, при изоляции паропроводов и т.п.) необходимы материалы с малыми значениями теплопроводности.

Однородная однослойная цилиндрическая стенка. Найдем для стационарного режима теплопроводности температурное поле и поверхностную плотность теплового потока для однородной однослойной цилиндрической стенки (рис. 8.6). Для решения поставленной задачи используем дифференциальное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах.

Ось z направим по оси трубы. Примем, что длина трубы сравнительно с диаметром бесконечно велика. В этом случае можно пренебречь влиянием торцов трубы на распределение температур вдоль оси z . Будем считать, что в связи с равномерными подводом и отводом теплоты температура на внутренней поверхности повсеместно равна t_{ct1} , а на наружной поверхности — t_{ct2} (граничные условия первого рода). При этих упрощениях $\partial t / \partial z = 0$, а ввиду симмет-

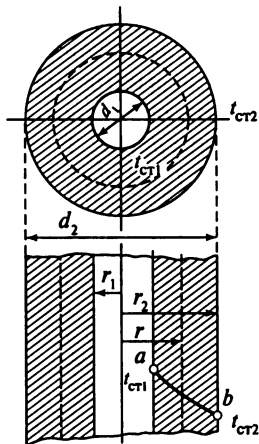


Рис. 8.6. Однослойная цилиндрическая стенка

рии температурного поля относительно любого диаметра $dt/d\varphi = 0$. Изотермическими поверхностями в этом случае будут поверхности цилиндров, соосные с осью трубы. Таким образом, задача сводится к определению одномерного поля температур $t = f(r)$, где r – текущий радиус цилиндрической стенки.

Дифференциальное уравнение теплопроводности (8.19) при условии $\partial t/\partial \tau = 0$ примет вид:

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} = 0. \quad (8.43)$$

Введем новую переменную

$$u = dt/dr, \quad (8.44)$$

которая является градиентом температур ($\text{grad } t$).

Подставляя переменную u в (8.43), получим дифференциальное уравнение первого порядка с разделяющимися переменными: $du/dr + u/r = 0$ или $du/u + dr/r = 0$. Интегрируя, получаем $\ln u + \ln r = \ln a$; $ur = a$, откуда

$$u = a/r = \text{grad } t. \quad (8.45)$$

Для цилиндрической стенки температурный градиент является величиной переменной, возрастающей с уменьшением радиуса r . Следовательно, на внутренней поверхности температурный градиент больше, чем на наружной.

Подставляя значение u из (8.44) в (8.45), получаем $dt = adr/r$ и $t = a \ln r + b$ (здесь a и b – постоянные интегрирования).

Следовательно, кривая распределения температур по толщине стенки является логарифмической кривой (кривая ab на рис. 8.6).

Определим постоянные a и b , входящие в уравнение температурного поля, исходя из граничных условий первого рода. Внутренний радиус поверхности обозначим r_1 , а наружный – r_2 . Соответствующие диаметры обозначим d_1 и d_2 . Тогда

$$\left. \begin{aligned} t_{r=r_1} = t_{\text{ст1}} &= a \ln r_1 + b; \\ t_{r=r_2} = t_{\text{ст2}} &= a \ln r_2 + b. \end{aligned} \right\}$$

Решая систему уравнений, получаем

$$\left. \begin{aligned} a &= -\frac{t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}}}{\ln(r_2/r_1)}; \\ b &= t_{\text{ст1}} - \frac{t_{\text{ст2}} - t_{\text{ст1}}}{\ln(r_2/r_1)} \ln r_1. \end{aligned} \right\}$$

Уравнение температурного поля примет вид:

$$t = t_{\text{ст}1} - \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(r_2/r_1)} \ln(r/r_1).$$

Температурный градиент определяем по (8.45):

$$\text{grad} t = \frac{dt}{dr} = \frac{t_{\text{ст}2} - t_{\text{ст}1}}{r \ln(r_2/r_1)} = \frac{2(t_{\text{ст}2} - t_{\text{ст}1})}{d \ln(d_2/d_1)},$$

где d – рассматриваемый (текущий) диаметр поверхности; $d = 2r$.

Так как $t_{\text{ст}1} > t_{\text{ст}2}$, а $r_1 < r_2$, то проекция $\text{grad} t$ на радиус-вектор имеет отрицательное значение.

Последнее показывает, что для данного случая тепловой поток направлен от центра к периферии.

Для определения теплового потока, проходящего через участок цилиндрической поверхности длиной L , воспользуемся уравнением

$$\Phi = -2\lambda \frac{t_{\text{ст}2} - t_{\text{ст}1}}{d \ln(d_2/d_1)} \pi d L = 2\pi\lambda \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)} L. \quad (8.46)$$

Из (8.46) следует, что тепловой поток, проходящий сквозь цилиндрическую поверхность, зависит от соотношения наружного и внутреннего радиусов r_2/r_1 (или диаметров d_2/d_1), а не от толщины стенки.

Поверхностная плотность теплового потока для цилиндрической поверхности может быть найдена путем отнесения теплового потока Φ к площади внутренней поверхности $A_{\text{в.п}}$ или к площади наружной поверхности $A_{\text{н.п}}$. В расчетах иногда используют линейную плотность теплового потока:

$$q_{\text{в.п}} = \frac{\Phi}{A_{\text{в.п}}} = \frac{2\lambda}{d_1} \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (8.47)$$

$$q_{\text{н.п}} = \frac{\Phi}{A_{\text{н.п}}} = \frac{2\lambda}{d_2} \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (8.48)$$

$$q_e = \frac{\Phi}{L} = 2\pi\lambda \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)}. \quad (8.49)$$

Из (8.47)–(8.49) следует

$$q_1 = q_{\text{в.п}} \pi d_1 = q_{\text{н.п}} \pi d_2. \quad (8.50)$$

Многослойная цилиндрическая стенка. Рассмотрим распространение теплоты теплопроводностью в трехслойной цилиндрической стенке

(трубе) длиной L (рис. 8.7) с внутренним диаметром d_1 и наружным диаметром d_4 . Промежуточные диаметры отдельных слоев — d_2 и d_3 , теплопроводности слоев — $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$.

Известными считаются температура $t_{\text{ст}1}$ внутренней и температура $t_{\text{ст}4}$ наружной поверхностей. Подлежит определению тепловой поток Φ и температуры $t_{\text{ст}2}$ и $t_{\text{ст}3}$ на границах слоев. Составим для каждого слоя уравнение вида (8.46):

$$\Phi = 2\pi L \lambda_1 = \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (8.51)$$

$$\Phi = 2\pi L \lambda_2 = \frac{t_{\text{ст}2} - t_{\text{ст}3}}{\ln(d_3/d_2)}; \quad (8.52)$$

$$\Phi = 2\pi L \lambda_3 = \frac{t_{\text{ст}3} - t_{\text{ст}4}}{\ln(d_4/d_3)}. \quad (8.53)$$

Решая (8.51)–(8.53) относительно разностей температур, а затем, почленно складывая, получим

$$t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}4} = \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \right). \quad (8.54)$$

Из (8.54) имеем расчетное выражение для определения теплового потока для трехслойной стенки:

$$\Phi = \frac{2\pi L(t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}4})}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}. \quad (8.55)$$

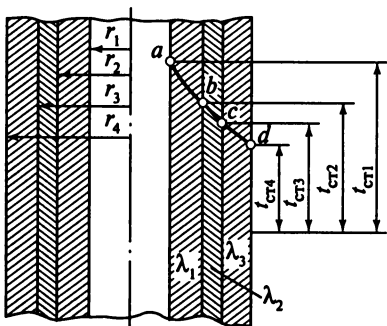


Рис. 8.7. Многослойная цилиндрическая стенка

Обобщим (8.55) на n -слойную стенку трубы и получим

$$\Phi = \frac{2\pi L(t_{\text{сг1}} - t_{\text{сг.п}+1})}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}, \quad (8.56)$$

где i – порядковый номер слоя.

Из (8.51)–(8.53) находим выражение для определения температуры на границах промежуточных слоев:

$$t_{\text{сг2}} = t_{\text{сг1}} - \frac{\Phi}{2\pi L \lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1}; \quad (8.57)$$

$$t_{\text{сг3}} = t_{\text{сг2}} - \frac{\Phi}{2\pi L \lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} = t_{\text{сг1}} - \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} \right). \quad (8.58)$$

Температуру $t_{\text{сг.}i+1}$ на границе i -го и $(i+1)$ -го слоев можно определить по аналогичной формуле:

$$t_{\text{сг.}i+1} = t_{\text{сг1}} - \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \dots + \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \right). \quad (8.59)$$

В литературе приведены решения дифференциального уравнения теплопроводности для полого шара при граничных условиях первого рода, а также решения для всех рассмотренных тел при граничных условиях третьего рода. Мы эти проблемы не рассматриваем. За рамками нашего курса остались также вопросы стационарной теплопроводности в стержнях (ребрах) постоянного и переменного поперечных сечений, а также вопросы нестационарной теплопроводности.

ГЛАВА 9

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

9.1. Основные понятия и определения

Под конвекцией, как уже было сказано выше, понимают распространение теплоты в среде с неоднородным распределением температуры, осуществляемое макроскопическими элементами жидкости при ее пере-

мещении. Такое распространение теплоты может происходить только в жидкостях и газах, частицы которых легко перемещаются в пространстве. Распространение теплоты конвекцией всегда сопровождается теплопроводностью, т.е. молекулярным переносом теплоты.

Напомним, что теплообмен, обусловленный совместным действием конвективного и молекулярного переносов теплоты, называется **конвективным теплообменом**.

Конвективный теплообмен между движущейся жидкостью и поверхностью ее раздела с другой средой (твердым телом, жидкостью, газом) называется *теплоотдачей*. Теплоотдача имеется во всех судовых двигателях, устройствах и аппаратах.

Конвективный теплообмен зависит от распределения температур в потоке. В свою очередь характер температурного поля определяется распределением скоростей в потоке, т.е. скоростным полем, зависящим от режима течения жидкости.

При перемещении жидкости возможны два основных режима течения: ламинарный и турбулентный. При ламинарном режиме отдельные струйки жидкости, перемещаясь в одном и том же направлении, не перемешиваются. При турбулентном режиме каждая частица потока, участвуя в общем поступательном движении, кроме того, совершает различные поперечные движения, вследствие чего мгновенная скорость w в определенной неподвижной точке потока пульсирует около некоторого среднего по времени значения $\bar{w}$. Помимо изменения абсолютной величины w , происходит изменение направления мгновенной скорости. Поэтому турбулентный поток часто представляют состоящим из регулярного течения, описываемого осредненным значением скоростей, и наложенного на него хаотического пульсационного течения. Обстановка усложняется периодическим появлением в различных областях течения двух- и трехмерных вихревых структур, возникающих при обтекании потоком различного рода препятствий (выступов шероховатости, прилипших к стенкам частиц загрязняющих отложений, местных сопротивлений и т.д.), а также при столкновениях соседних пульсирующих частиц. При пульсациях скорости и перемещении вихрей из одной области течения в другую происходит перенос механической энергии. Если в движущемся потоке наблюдается неоднородность температурного поля, то упомянутые явления приводят и к переносу теплоты, вследствие чего возникают пульсации температуры потока в рассматриваемых неподвижных точках.

Характер течения жидкости предопределяет механизм переноса теплоты в потоке. При ламинарном режиме перенос теплоты в направлении, нормальном к направлению течения, осуществляется теплопроводностью, поскольку частицы жидкости перемещаются только в попутном потоку направлении. При турбулентном режиме перенос теплоты в на-

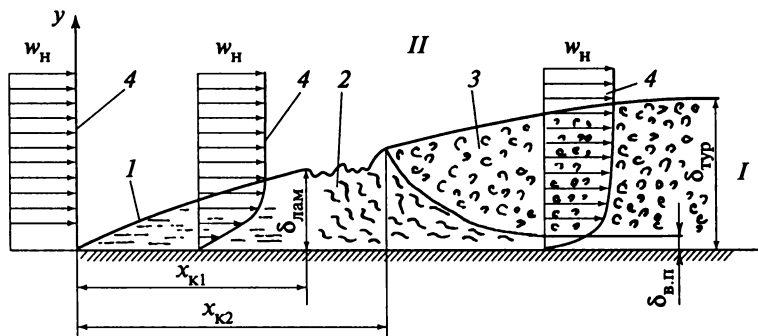


Рис. 9.1. Схема развития пограничного слоя:

1 — ламинарный гидродинамический пограничный слой; 2 — переходное течение; 3 — турбулентный пограничный слой; 4 — эпюры скоростей

правлении, нормальном к направлению течения, осуществляется теплопроводностью и конвекцией. При этом в одних областях течения перенос теплоты теплопроводностью играет более существенную роль, чем конвективный теплоперенос, а в других областях, наоборот, турбулентный перенос теплоты преобладает над молекулярным.

Поток жидкости, омывающий твердое тело, может быть разбит на две области: пограничный слой I и внешний поток II (рис. 9.1).

В теории теплопереноса *пограничным слоем* называют область течения вязкой теплопроводной жидкости у поверхности твердого тела, характеризующуюся малой толщиной и большим поперечным градиентом скорости и температуры, что определяет перенос количества движения и теплоты.

Область потока жидкости, в которой влияние сил вязкости мало и возмущение параметров течения обусловлено только деформацией линий тока вследствие вытеснения жидкости обтекаемым телом, называется *внешним потоком*.

Рассмотрим процесс образования пограничного слоя при продольном обтекании поверхности плоского твердого тела потоком жидкости, набегающим со скоростью w_H . У самой поверхности частицы жидкости прилипают к твердому телу, и их скорость $w_n = 0$. Толщина прилипшего к поверхности твердого тела слоя жидкости считается исчезающе малой. Около прилипшего слоя жидкости вследствие действия сил вязкости образуется слой заторможенной жидкости толщиной δ , в котором скорость изменяется от значения, близкого к нулю, до скорости, близкой к скорости внешнего потока. Этот слой называют *гидродинамическим пограничным слоем*. Понятие гидродинамического слоя в теорию теплопереноса впервые ввел Л. Прандтль в 1904 г.

Наряду с гидродинамическим пограничным слоем в потоке может образовываться *тепловой пограничный слой*. Впервые понятие теплового пограничного слоя было введено Г.Н. Кружилиным. Это слой жидкости или газа, непосредственно участвующий в теплоотдаче, благодаря чему температура в слое меняется от температуры, близкой к температуре стенки, до температуры, близкой к температуре среды во внешнем потоке. Тепловой пограничный слой характеризуется большим поперечным градиентом температуры, под действием которого и осуществляется процесс переноса теплоты.

Структура гидродинамического пограничного слоя изменяется по длине обтекаемой поверхности. На начальном участке этой поверхности обычно образуется ламинарный гидродинамический пограничный слой l , толщина этого слоя по длине обтекаемого тела постепенно увеличивается и на расстоянии $x_{к1}$ от передней кромки достигает максимального значения:

$$\delta_{\text{лам}} = 5x/\sqrt{\text{Re}},$$

где x — расстояние от передней кромки; Re — число Рейнольдса.

Если температуры поверхности обтекаемого тела и внешнего потока неодинаковы, то одновременно с образованием гидродинамического пограничного слоя на начальном участке поверхности образуется тепловой пограничный слой, толщина которого δ_t по длине обтекаемого тела также увеличивается. В общем случае толщины гидродинамического и теплового пограничных слоев различны и их соотношение определяется из выражения

$$\delta_t/\delta_{\text{лам}} \cong 1/\nu/a,$$

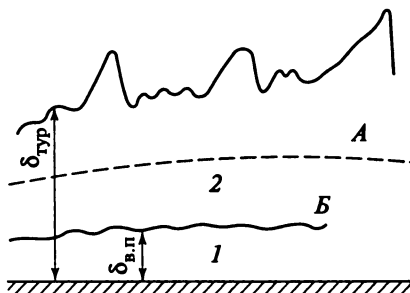
где ν — кинематическая вязкость жидкости; a — температуропроводность жидкости.

У вязких жидкостей толщина $\delta_{\text{в.п}}$ теплового пограничного слоя оказывается значительно меньше, чем гидродинамического. У газов толщины гидродинамического и теплового пограничных слоев практически совпадают. В пределах теплового пограничного слоя при ламинарном гидродинамическом пограничном слое возможно распространение теплоты только теплопроводностью.

При $x > x_{к1}$ ламинарный характер движения в пограничном слое нарушается, и после участка переходного течения (при $x = x_{к2}$) возникает турбулентный пограничный слой, толщина которого $\delta_{\text{тур}}$ также возрастает по длине пластины ($\delta_{\text{тур}} > \delta_{\text{лам}}$).

Турбулентный пограничный слой состоит из внешней области A (рис. 9.2) и пристенной области B . Толщина внешней области составляет примерно $0,8\delta_{\text{тур}}$, а толщина пристенной области — $0,2\delta_{\text{тур}}$.

Рис. 9.2. Структура турбулентного гидродинамического пограничного слоя (масштабы смещены)



Пристенная область турбулентного пограничного слоя включает в себя вязкий подслой *1*, внешняя граница которого, показанная волнистой линией, является мощным генератором пульсационного движения, и промежуточный (буферный) слой *2*.

Внешняя граница турбулентного пограничного слоя постоянно меняет свои очертания, потому что во внешнюю область слоя *А* периодически проникают массы жидкости внешнего потока. Если интенсивность турбулентности во внешнем потоке невысокая, то вблизи внешней границы в турбулентном пограничном слое образуется область перемежаемого течения. Наиболее высокая интенсивность турбулентности наблюдается в пристенной области *Б*. Течение в вязком подслое *1*, толщина которого на один-два порядка меньше толщины области *Б*, не является строго ламинарным из-за периодического проникновения крупномасштабных (низкочастотных) пульсаций в вязкий подслой.

Одновременно с турбулентным гидродинамическим пограничным слоем развивается *тепловой пограничный слой*, при этом толщины теплового и гидродинамического пограничных слоев вследствие интенсивного турбулентного переноса количества движения и теплоты практически совпадают. Непосредственно у стенки аналогично вязкому подслою можно выделить *тепловой подслой*, в котором перенос теплоты теплопроводностью преобладает над турбулентным переносом, но все же не является единственно возможным. При $\nu/a = 1$ толщина вязкого подслоя $\delta_{в.п}$ примерно равна толщине теплового подслоя $\delta_{т.п}$ при $\nu/a > 1 \rightarrow \delta_{в.п} > \delta_{т.п}$, при $\nu/a < 1 \rightarrow \delta_{в.п} < \delta$. Для малотеплопроводных вязких сред, например для жидкостей с большими отношениями ν/a (масла, нефтепродукты), тепловой подслой является основным термическим сопротивлением, в связи с чем теплоотдача в вязких жидкостях происходит менее интенсивно, чем, скажем, в воде ($\nu/a \approx 1,75$ при 100°C) или в жидких металлах ($\nu/a \ll 1$).

Для газов, имеющих малую плотность, $\nu/a \approx 1$, интенсивность теплоотдачи, даже в сравнении с вязкими жидкостями в большинстве случаев невысокая, что объясняется низкими значениями теплоемкости и теплопроводности большей части используемых в технике газов.

Приведенные сведения о формировании гидродинамического пограничного слоя справедливы для плоских тел с удобнообтекаемой входной кромкой при невысокой степени турбулентности набегающего потока. Между тем, на формирование пограничного слоя оказывают влияние форма входной кромки, степень турбулентности набегающего потока, а также форма и размеры всего тела. В некоторых случаях, например у удобнообтекаемых тел, ламинарный пограничный слой занимает всю поверхность или большую ее часть, в других случаях переход ламинарного течения в турбулентное затягивается или, наоборот, осуществляется скачкообразно. При высокой степени турбулентности набегающего потока или при неудобнообтекаемой входной кромке тела на его поверхности сразу образуется турбулентный пограничный слой, интенсивность теплоотдачи в котором выше, чем в ламинарном пограничном слое.

При проектировании каналов и устройств важно правильно оценивать гидродинамическую обстановку, потому что, как это было показано выше, интенсивность теплоотдачи во многом зависит от структуры и толщины пограничного слоя. Поверхностная плотность теплового потока в случае ламинарного пограничного слоя

$$q = -\lambda_{\text{ж}} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right), \quad (9.1)$$

где $\lambda_{\text{ж}}$ — теплопроводность жидкости и градиент температур в тепловом пограничном слое; $\partial t / \partial n$ — градиент температур там же.

Однако в большинстве случаев не представляется возможным аналитически определить градиент температуры в пограничном слое, а следовательно, найти по (9.1) поверхностную плотность теплового потока. Для турбулентного пограничного слоя эта формула вообще не применима. В связи с этим пока основным расчетным уравнением конвективного теплообмена является:

$$\Phi = \alpha A (t - t_{\text{ст}}), \quad (9.2)$$

где α — коэффициент теплоотдачи; A — площадь поверхности теплообмена; t — температура теплоносителя, т.е. жидкости или газа, омывающего тело; $t_{\text{ст}}$ — температура поверхности тела.

Разность температур жидкости и тела $\Delta t = t - t_{\text{ст}}$ называют часто температурным напором.

Коэффициент теплоотдачи α , входящий в (9.2), характеризует интенсивность теплоотдачи и равен отношению поверхностной плотности теплового потока на поверхности раздела к температурному напору между жидкостью и поверхностью.

Уравнение (9.2) было предложено Ньютоном для случая теплообмена в свободном потоке при условии, что α зависит только от физических свойств тела и среды. В действительности коэффициент теплоотдачи α в

отличие от теплопроводности λ не является величиной постоянной, а зависит от большого числа различных факторов, в том числе от причины движения жидкости (свободная или вынужденная конвекция), формы и размеров тела, режима течения жидкости (ламинарный, переходный или турбулентный) и ее теплофизических свойств, скорости и направления потока, наличия фазовых переходов. В связи с этим тепловой поток Φ может быть определен с помощью уравнения (9.2) лишь после того, как будет рассчитан коэффициент теплоотдачи, описываемый в общем случае следующей функциональной зависимостью:

$$\alpha = f(t, t_{\text{ст}}, \rho, \mu, \lambda, c_p, w, u, l, X),$$

где u – форма тела; l – геометрические размеры тела; X – характер движения жидкости.

В каждом конкретном случае коэффициент теплоотдачи рассчитывают с помощью так называемых *уравнений подобия*, которые получают или по результатам физических экспериментов, или по результатам математического моделирования данного процесса. В последнем случае при создании математической модели используют систему дифференциальных уравнений конвективного теплообмена, в которую входят уравнения энергии, движения и сплошности.

9.2. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена

Выведем дифференциальное *уравнение энергии*, описывающее температурное поле в жидкости, при этом примем, что жидкость однородна и несжимаема.

Температурное поле потока жидкости

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (9.3)$$

Выделим из движущейся среды элементарный параллелепипед объемом $dV = dx dy dz$ (рис. 9.3). Из окружающей среды путем теплопроводности в элементарный объем за время $d\tau$ согласно (8.15) поступит теплота

$$\delta Q = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dV d\tau = \lambda \nabla^2 t dV d\tau.$$

Аналогично изложенному в подразд. 8.4, теплота в количестве δQ , поступившая в параллелепипед объемом dV , должна пойти на повышение его энтальпии. Однако там речь шла о твердом теле, здесь же рассматривается текущая среда, и в связи с этим координаты x, y, z , определяющие положение в пространстве рассматриваемого параллелепипеда за время $d\tau$, претерпят соответствующее изменение, зависящее от размера и направления скорости w в точке с координатами x, y, z .

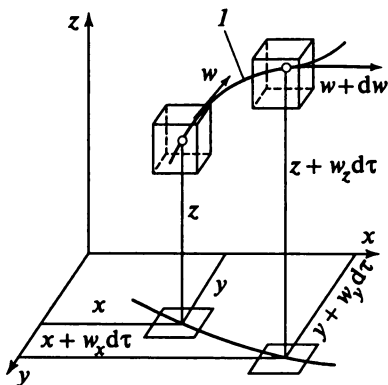


Рис. 9.3. Схема для вывода уравнения энергии

Таким образом, уравнение температурного поля (9.3) должно быть дополнено группой уравнений:

$$x = \varphi_1(\tau); \quad y = \varphi_2(\tau); \quad z = \varphi_3(\tau). \quad (9.4)$$

Приращение температуры жидкости в параллелепипеде объемом dV за время $d\tau$, т.е. величина $(\partial t / \partial \tau) d\tau$, определяется из (9.3) с учетом (9.4). Полная производная от температуры по времени

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial t}{\partial y} \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial t}{\partial z} \frac{dz}{d\tau}.$$

В силу зависимостей (9.4)

$$dx/d\tau = w_x; \quad dy/d\tau = w_y; \quad dz/d\tau = w_z,$$

где w_x, w_y, w_z — проекции вектора скорости w на координатные оси. Таким образом,

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{Dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} w_x + \frac{\partial t}{\partial y} w_y + \frac{\partial t}{\partial z} w_z.$$

Отметим, что производную $dt/d\tau$ обычно обозначают $Dt/d\tau$ и называют *субстанциональной* (индивидуальной по отношению к дифференциалу времени) *производной*. Частную производную $\partial t / \partial \tau$ называют местным или локальным изменением значения t , а сумму

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x} w_x + \frac{\partial t}{\partial y} w_y + \frac{\partial t}{\partial z} w_z \right) \text{ — конвективным изменением.}$$

Таким образом, изменение температуры жидкости в параллелепипеде объемом dV за время $d\tau$ в общем случае вызвано двумя причинами: во-первых, изменением во времени самого температурного поля в той точ-

ке пространства, где находится в данный момент рассматриваемый элементарный параллелепипед объемом dV (скорость изменения его характеризуется локальной производной), и, во-вторых, тем, что элементарный параллелепипед перемещается за время в другую точку пространства по траектории I (см. рис. 9.3). (Скорость изменения температуры характеризуется конвективной производной.)

Изменение энтальпии рассматриваемого параллелепипеда за время $d\tau$

$$dI = c_p \rho dV d\tau D I / d\tau.$$

Приравнявая значение δQ значению dI , получим искомое дифференциальное уравнение энергии, описывающее температурное поле в движущейся жидкости:

$$\lambda \nabla^2 t = c_p \rho \frac{Dt}{d\tau},$$

или

$$a \nabla^2 t = \frac{Dt}{d\tau}, \quad (9.5)$$

где a – температуропроводность; $a = \lambda / (c_p \rho)$.

Формула (9.5) в развернутой форме записывается так:

$$a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} w_x + \frac{\partial t}{\partial y} w_y + \frac{\partial t}{\partial z} w_z. \quad (9.6)$$

Для твердого тела (9.5) переходит в известное уравнение теплопроводности (8.17).

Для одномерной задачи, когда $t = f(x, \tau)$, (9.6) значительно упрощается

$$a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} w_x, \quad (9.7)$$

и, наконец, в случае стационарного режима

$$a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial t}{\partial x} w_x. \quad (9.8)$$

Уравнение (9.6) показывает, что температурное поле в потоке существенно образом зависит от поля скоростей. В связи с этим необходимо при изучении конвективного теплообмена включать в круг исследуемых вопросов и гидромеханические условия протекания процесса.

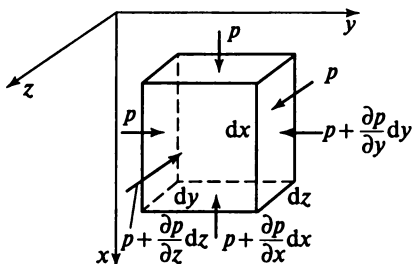


Рис. 9.4. Схема для вывода дифференциального уравнения движения

Вывод дифференциальных *уравнений движения* вязкой жидкости основан на втором законе Ньютона.

Выделим из потока жидкости элементарный параллелепипед с ребрами, соответственно равными dx , dy и dz (рис. 9.4). Объем параллелепипеда $dV = dx dy dz$, а его масса равна ρdV (где ρ — плотность жидкости). Скорость в данной точке движущейся среды зависит от положения рассматриваемой точки в пространстве и от времени, т.е. поле скоростей описывается уравнением

$$\vec{w} = f(x, y, z, \tau). \quad (9.9)$$

Чтобы вывести *дифференциальные уравнения движения* жидкости, используем основной закон механики:

$$\sum \vec{F} = \rho (D \vec{w} / d\tau) dV, \quad (9.10)$$

где $\sum \vec{F}$ — векторная сумма всех сил, действующих на выделенный параллелепипед; $D \vec{w} / d\tau$ — полная (субстанциональная) производная от скорости.

В проекции на ось x (9.10) примет вид

$$\sum X = \rho (D w_x / d\tau) dV. \quad (9.11)$$

На рассматриваемый параллелепипед действуют три силы: тяжести, давления и вязкостного трения. Ось x направлена вертикально вниз, как это показано на рис. 9.4. Тогда проекция силы тяжести на ось x будет $\rho g dV$, где g — ускорение свободного падения.

Если в данной точке давление среды p , то сила, действующая на верхнюю грань (см. рис. 9.4), равна $p dy dz$, а сила, действующая на противоположную грань, $\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dy dz$.

Проекция на ось x равнодействующей сил давления

$$\left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \right] dydz = - \frac{\partial p}{\partial x} dV,$$

где $\partial p / \partial x$ — проекция градиента давления на ось x .

Если пренебречь силами вязкостного трения, то согласно формуле (9.11) после сокращения на dV получим уравнение движения жидкости в проекции на ось x :

$$\rho \left(\frac{Dw_x}{dt} \right) = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (9.12)$$

Таким же образом получаются уравнения движения жидкости в проекциях на оси y и z :

$$\rho (Dw_y / dt) = - \partial p / \partial y; \quad (9.13)$$

$$\rho (Dw_z / dt) = - \partial p / \partial z \quad (9.14)$$

(проекции силы тяжести $\rho g dV$ на оси y и z равны нулю).

Уравнения (9.12)–(9.14) являются уравнениями движения идеальной, т.е. невязкой, жидкости и носят название уравнений Эйлера.

Для получения дифференциальных уравнений движения вязкой (реальной) жидкости необходимо учесть силы внутреннего (вязкостного) трения, иначе — силы, обусловленные вязкостью жидкости. Согласно закону Ньютона, касательное напряжение s , возникающее между перемещающимися с различной скоростью слоями жидкости (отношение силы трения к площади), пропорционально градиенту скорости:

$$s = \mu (dw/dn), \quad (9.15)$$

где dw/dn — градиент скорости, т.е. отношение изменения скорости к длине нормали n ; n — нормаль к направлению перемещения жидкости; μ — динамическая вязкость.

Рассмотрим плоский ламинарный поток вязкой жидкости, в котором скорость меняется лишь в направлении оси y . Силы вязкостного трения вызывают в потоке жидкости касательные напряжения. В ламинарном потоке силы трения возникают только на боковых гранях элемента (рис. 9.5). Поскольку около левой грани скорость движения частиц жидкости меньше, чем в самом элементе, сила трения направлена против движения и равна $-s dx dz$.

Около правой грани скорость движения частиц жидкости больше, чем в самом элементе, поэтому сила трения направлена в сторону движе-

ния и равна $\left(s + \frac{\partial s}{\partial y} dy \right) dx dz$.

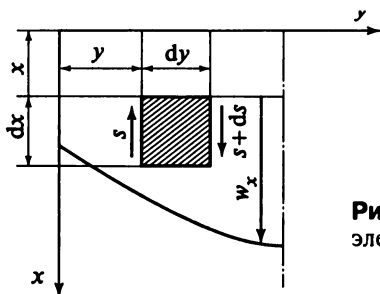


Рис. 9.5. Силы трения, действующие на элемент движущейся жидкости

Равнодействующая этих сил

$$\left(s + \frac{\partial s}{\partial y} dy\right) dx dz - s dx dz = \frac{\partial s}{\partial y} dx dy dz.$$

Подставляя значение s из уравнения (9.15), получаем

$$\frac{\partial s}{\partial y} dV = \mu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} dV.$$

Полученное уравнение справедливо при одномерном движении. Если скорость изменяется по трем направлениям, то проекция на ось x равнодействующей сил вязкостного трения, приложенных к рассматриваемому параллелепипеду объемом dV , определяется следующим выражением:

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) \right] dV.$$

Если движущаяся среда имеет постоянную вязкость, получим

$$\mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) dV = \mu \nabla^2 w_x dV, \quad (9.16)$$

где $\nabla^2 w_x$ — оператор Лапласа.

Уравнения движения вязкой жидкости (уравнения Навье — Стокса) получим из (9.12)–(9.14), если прибавим к их правым частям (к сумме объемных сил) величину $\mu \nabla^2 w$. Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{Dw_x}{d\tau} &= \rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 w_x; \\ \rho \frac{Dw_y}{d\tau} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 w_y; \\ \rho \frac{Dw_z}{d\tau} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w_z. \end{aligned} \right\} \quad (9.17)$$

В развернутом виде дифференциальное уравнение движения вязкой жидкости в проекции на ось x примет вид

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial x} w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} w_y + \frac{\partial w_x}{\partial z} w_z \right) = \\ = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (9.18)$$

Аналогично записываются уравнения в проекции на оси y и z .

Уравнение сплошности (неразрывности) выводится на основе закона сохранения массы. Выделим в потоке жидкости элементарный параллелепипед объемом dV со сторонами dx , dy и dz и вычислим массовый расход жидкости через него за время $d\tau$ (рис. 9.6).

Введем понятие массовой скорости, равной произведению плотности на скорость (ρw) и определяемой отношением массового расхода к площади поперечного сечения. В направлении оси x в рассматриваемый параллелепипед поступает за промежуток времени $d\tau$ жидкость массой m'_x , равной произведению массовой скорости ρw_x на поперечное сечение $dydz$ и на время $d\tau$: $m'_x = \rho w_x dydzd\tau$.

Через противоположную грань параллелепипеда вытекает за время $d\tau$ жидкость массой

$$m''_x = \left[\rho w_x + \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} dx \right] dydzd\tau.$$

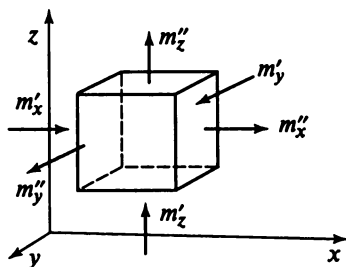


Рис. 9.6. Схема для вывода дифференциального уравнения сплошности

Изменение массы жидкости в элементарном параллелепипеде за время dt в направлении оси x

$$dm_x = m_x'' - m_x' = \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} dx dy dz d\tau = \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} dV d\tau. \quad (9.19)$$

Аналогично запишем изменение массы жидкости за время dt в направлении осей y и z :

$$dm_y = \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} dV d\tau; \quad (9.20)$$

$$dm_z = \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} dV d\tau. \quad (9.21)$$

Формулу для полного изменения массы жидкости в рассматриваемом элементарном параллелепипеде объемом dV в направлении всех трех осей за время dt получим, суммируя (9.19)–(9.21):

$$dm = \left[\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} \right] dV d\tau. \quad (9.22)$$

Это изменение массы вызвано изменением плотности жидкости ρ в параллелепипеде объемом dV и равно изменению массы данного параллелепипеда во времени:

$$\left[\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} \right] dV d\tau = - \frac{\partial \rho}{\partial \tau} dV d\tau. \quad (9.23)$$

Произведя преобразования и сокращения в (9.23), окончательно получим дифференциальное уравнение сплошности:

$$\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0. \quad (9.24)$$

Для несжимаемых жидкостей $\rho = \text{const}$ и (9.24) примет вид

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0. \quad (9.25)$$

Система дифференциальных уравнений (9.6), (9.17) и (9.24) дает математическое описание механизма конвективного теплообмена при движении вязкой жидкости. Эта система описывает целый класс явлений и имеет бесчисленное множество решений. Чтобы выделить из этого класса явлений данное конкретное явление, а следовательно, и столь же конкретное решение, необходимо дополнить систему уравнений условиями однозначности.

Условия однозначности должны содержать все специфические особенности, относящиеся к рассматриваемому случаю и влияющие на ход процесса. Понятно, что условия однозначности устанавливаются вне зависимости от самого механизма явлений, описываемого соответствующей системой дифференциальных уравнений, и применительно к конвективному теплообмену должны содержать:

геометрические условия, характеризующие форму и размеры поверхности, омываемой средой (например, круглой трубы определенного диаметра);

временные условия, которыми формулируются точно известные особенности протекания процесса во времени (для стационарного режима временные условия отпадают);

граничные условия, которыми формулируются условия протекания процесса на границах тела;

физические условия, характеризующие те физические свойства среды и тела, которые входят в дифференциальные уравнения, описывающие процесс конвективного теплообмена, например теплопроводность λ , динамическая вязкость μ , плотность ρ .

Полученная система дифференциальных уравнений, дополненная условиями однозначности, как правило, не интегрируема без существенных упрощений, потому лишь некоторые решения, полученные после таких упрощений, могут быть использованы для расчета теплообмена в технических задачах. Большинство используемых уравнений подобия основывается на экспериментальных данных. Однако для возможности обобщения таких данных и выявления границ их применения экспериментальные исследования должны быть построены на строгих теоретических основах.

Такой теоретической базой современного эксперимента наряду с математической теорией планирования эксперимента является теория подобия.

Теория подобия, как это будет показано в подразд. 9.3, позволяет, не интегрируя выведенные в этой главе дифференциальные уравнения, сделать на их основе ряд важных выводов, необходимых для научной обработки результатов экспериментальных исследований.

9.3. Подобие физических явлений

Как известно, у геометрически подобных фигур сходственные стороны пропорциональны. Если подобные фигуры одинаково ориентированы в пространстве, то сходственные стороны не только пропорциональны, но и параллельны одна другой.

Отношение линейных размеров любых сходственных сторон двух подобных фигур равно постоянной c , которую принято называть *констан-*

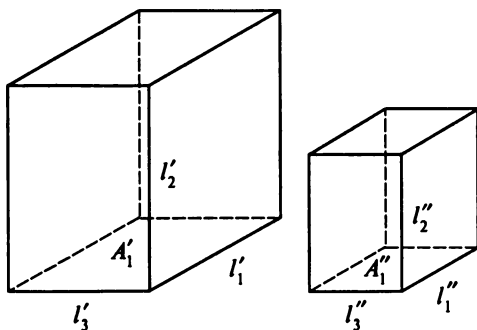


Рис. 9.7. Геометрическое подобие призмы

той подобия. Так, для двух подобных призм (рис. 9.7)

$$l'_1/l_1 = l'_2/l_2 = l'_3/l_3 = c_l,$$

где c_l – константа подобия линейных размеров l .

Для сходственных площадей поверхностей A и объемов V подобных фигур получим:

$$A''_1/A'_1 = c_l^2; \quad V''_1/V'_1 = c_l^3.$$

Понятие о подобии может быть распространено на любые физические явления.

1. *Понятие подобия в отношении физических явлений применимо только к явлениям одного и того же класса.* Принадлежность физических явлений к одному классу означает, что механизм этих явлений описывается одинаковыми по форме и содержанию дифференциальными уравнениями. Так, может идти речь о подобии движения двух потоков жидкости, о подобии теплообмена и т.п.

2. *Обязательной предпосылкой подобия физических явлений должно быть геометрическое подобие систем, в которых эти явления протекают.*

3. *При рассмотрении подобных явлений между собой можно сопоставлять только одноименные физические величины в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени.* Одноименными (или однородными) называются такие физические величины, которые имеют одинаковый физический смысл и одинаковую размерность. Сходственные точки пространства – такие точки в двух сопоставляемых системах, координаты которых удовлетворяют условию геометрического подобия

$$x''/x' = y''/y' = z''/z' = c_l. \quad (9.26)$$

Развитие процесса во времени в двух сопоставляемых системах в общем случае неодинаково, но для подобия явлений необходимо, чтобы промежутки времени τ' и τ'' , отсчитываемые от общего начала отсчета τ_0 , всегда удовлетворяли равенству

$$\tau''/\tau' = c_{\tau}. \quad (9.27)$$

Константа c_{τ} называется *множителем гомохронности*. При $c_{\tau} = 1$ получим синхронное протекание явлений. При стационарном режиме требование о временном соответствии отпадает.

4. *Подобие физических явлений означает как подобие всех одноименных физических величин, характеризующих рассматриваемые явления, так и подобие полей этих величин.* Подобные поля одноименных величин — это поля, различие которых сводится лишь к неодинаковости их масштабов.

В подобных физических явлениях в сходственных точках пространства, для которых соблюдается равенство (9.26), и в сходственные моменты времени, когда промежутки времени τ' и τ'' связаны равенством (9.27) и имеют общее начало отсчета, любая величина u' первого явления пропорциональна одноименной величине u'' второго явления:

$$u'' = c_u u', \quad (9.28)$$

где c_u — константа подобия величины u .

Пусть уравнение, определяющее исследуемый класс явлений, имеет вид

$$F(u_1, u_2, \dots, u_n) = 0,$$

где $u_1, u_2, \dots, u_n$ — переменные физические величины (например, u_1 — плотность; u_2 — температура; u_3 — скорость и т.д.).

Рассмотрим две системы, в каждой из которых происходит явление, принадлежащее одному классу. Для этих явлений имеем право написать

$$\left. \begin{aligned} F(u'_1, u'_2, \dots, u'_n) &= 0; \\ F(u''_1, u''_2, \dots, u''_n) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (9.29)$$

где штрихом отмечается принадлежность переменной к одной системе, а двумя штрихами — к другой.

Подобие двух физических явлений, описываемых уравнениями (9.29), математически формулируется условиями:

$$u'_1/u'_1 = c_{u_1}; \quad u''_2/u'_2 = c_{u_2}, \dots, u''_n/u'_n = c_{u_n}. \quad (9.30)$$

Одноименные переменные u' и u'' должны удовлетворять равенствам (9.30) в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени во всем объеме пространства, охваченного процессом, т.е. во всех точках поля рассматриваемой переменной.

Каждая переменная имеет свою константу подобия c , отличающуюся по размеру от других. Около каждой константы подобия ставится нижний индекс, который показывает, к какой величине она относится. Константы подобия между собой находятся в определенных соотношениях, их нельзя выбрать произвольно.

Поскольку нами рассматриваются две подобные системы, то можно при наличии условий (9.30) выразить переменные второй системы через переменные первой системы. В этом случае система уравнений (9.29) запишется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} F(u'_1, u'_2, \dots, u'_n) &= 0; \\ F(c_{u_1} u'_1, c_{u_2} u'_2, \dots, c_{u_n} u'_n) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (9.31)$$

Рассмотрим некоторые свойства констант подобия и правила их составления. Если переменной является вектор, например скорость $\vec{u}$, компоненты которого u_x , u_y и u_z , то

$$\vec{u}''/\vec{u}' = u''_x/u'_x = u''_y/u'_y = u''_z/u'_z = c_u. \quad (9.32)$$

Если разность значений переменной u'_1 для двух точек первой системы равна $\Delta u'_1$, а для сходственных точек в сходственные моменты времени u второй системы равна $\Delta u''_1$, то

$$u''_1/u'_1 = \Delta u''_1/\Delta u'_1 = du''_1/du'_1 = c_{u_1}. \quad (9.33)$$

Таким образом, в равенстве типа (9.30) переменная u может быть заменена любой ей одноименной величиной. Это так называемое *правило замещения одноименных величин*.

Уравнения типа (9.29) в большинстве интересующих нас случаев таковы, что переменные входят под знаком первой и второй производных. Для производных множители подобного преобразования определяются следующим образом.

Рассмотрим, в качестве примера, производную du/dx . Для первой системы — du'/dx' , а для второй системы — du''/dx'' . Каждая переменная с двумя штрихами связана с переменной, отмеченной одним штрихом, условиями

$$u''/u' = c_u; \quad x''/x' = c_x. \quad (9.34)$$

Следовательно,

$$du''/dx'' = (c_u/c_x)(du'/dx'). \quad (9.35)$$

Для второй производной, рассматриваемой в качестве примера, $\partial^2 u/\partial x^2$ получим

$$\partial^2 u''/\partial x''^2 = (c_u/c_x^2)(\partial^2 u'/\partial x'^2). \quad (9.36)$$

Теория подобия является теорией эксперимента. При проведении опыта необходимо знать:

какие величины следует измерять в опыте;

как обрабатывать результаты опыта;

на какие явления можно распространить полученные результаты.

Основы теории подобия базируются на трех теоремах, которые и дают ответ на поставленные вопросы.

Как уже указывалось, константы подобия не могут выбираться произвольно. Если явления подобны, то между константами подобия имеются определенные зависимости, ограничивающие произвольность выбора. Последнее объясняется тем, что сами физические величины, определяющие течение процесса, связаны между собой определенными уравнениями, отражающими законы природы. Примерами таких уравнений являются выведенные в предыдущей главе дифференциальные уравнения энергии, движения вязкой жидкости, сплошности.

Используя эти уравнения, можно получить безразмерные комплексы, составленные из величин, характеризующих это явление. Эти безразмерные комплексы называют *критериями (числами) подобия*. Критерии подобия для всех подобных между собой явлений сохраняют одно и то же числовое значение. Поэтому *первую теорему подобия* можно сформулировать следующим образом: *у подобных явлений одноименные критерии (числа) одинаковы*. Критерии подобия всегда имеют определенный физический смысл. Их обычно обозначают начальными буквами фамилий выдающихся ученых, работавших в соответствующих областях науки.

Необходимой предпосылкой для вывода критериев подобия является наличие аналитической зависимости между физическими величинами, характеризующими данное явление (например, уравнение движения). Если уравнение дано в дифференциальной форме, то нахождение критериев подобия не связано с его интегрированием.

Возможность нахождения критериев подобия по дифференциальному уравнению приобретает особую ценность в тех случаях, когда эти уравнения не интегрируемы.

Вторая теорема теории подобия (теорема Федермана—Букингама) утверждает, что *критерии подобия, полученные из дифференциальных уравнений, одновременно являются и критериями подобия, получаемыми из решения (интеграла) этих уравнений*, т.е. интеграл дифференциального уравнения (или системы уравнений) может быть представлен как функция критериев подобия дифференциального уравнения. В результате интегрирования дифференциального уравнения не могут появиться какие-либо «новые» дополнительные критерии подобия или исчезнуть «старые», получаемые из дифференциального уравнения.

Первые две теоремы подобия касались свойств заведомо подобных систем. Третья теорема подобия формулирует условия, достаточные для суждения о том, подобны ли явления.

Для выделения из данного класса явлений конкретного единичного явления, как известно, необходимо знать условия однозначности. Однако аналитическое решение системы дифференциальных уравнений при заданных условиях однозначности, как указывалось, невыполнимо. По-

этому интересующую связь между переменными устанавливают опытным путем (например, зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости течения воздуха в круглой трубе заданных размеров).

Явление, изученное опытным путем, должно рассматриваться как единичное явление, отвечающее конкретным условиям опыта (рабочее тело — воздух, круглая труба определенного диаметра и длины и т.п.). Это изученное опытным путем частное явление для удобства дальнейшего изложения будем называть первым. Очевидно, существует неограниченное число явлений, подобных первому. Все явления, подобные первому, а тем самым подобные одно другому, образуют некоторую группу, входящую в данный класс явлений.

У всех явлений, относящихся к данной группе, условия однозначности подобны, т.е. между физическими и геометрическими одноименными величинами, входящими в условия однозначности, существует зависимость $u''_i = c \mu'_i$, где u'_i — какая-либо величина, входящая в условие однозначности первого явления; u''_i — одноименная величина, входящая в условие однозначности второго явления ($i = 1, 2, 3, \dots, n$, где n — число независимых величин, входящих в условие однозначности). Нетрудно прийти к выводу, что в пределах группы различие в условиях однозначности заключается лишь в неодинаковости масштабов значений констант подобия c_i .

Требование подобия условий однозначности является неременной предпосылкой к подобию сопоставляемых явлений. Действительно, в условия однозначности включаются граничные условия. Если граничные условия не окажутся подобными, то на границах сопоставляемых систем процессы тоже не будут подобны, а следовательно, и явления, рассматриваемые во всем их объеме, не подобны.

Возникает вопрос, достаточно ли выполнить подобие условий однозначности у первого и второго явлений, чтобы утверждать подобие этих явлений в целом. Очевидно, нет. Согласно первой теореме подобия у подобных явлений одноименные критерии должны быть одинаковыми. Следовательно, только одного подобия условий однозначности недостаточно для суждения о подобии сравниваемых явлений, необходимо предъявить дополнительное требование: чтобы критерии подобия, составленные из условий однозначности, были равны. *Третья теорема подобия* доказывает необходимость и достаточность сформулированных выше требований для суждения о подобию явлений. *Подобны те явления, условия однозначности которых подобны, и критерии подобия, составленные из условий однозначности, равны.*

Критерии, составленные только из величин, входящих в условия однозначности, называются *определяющими*. Все остальные критерии называются *неопределяющими (определяемыми)*. Если условия однозначности подобны и определяющие критерии равны, то равенство соответст-

вующих неопределяющих критериев получается само собой как следствие установившегося подобия.

Экспериментальное исследование какого-либо явления с целью его наибольшего обобщения должно быть построено на основе тех положений, которые вытекают из теорем теории подобия. Можно сформулировать, придерживаясь редакции акад. М.А. Михеева, основные правила организации и обработки экспериментальной работы. Согласно первой теореме, в опытах нужно измерять все те величины, которые содержатся в критериях подобия изучаемого явления. Согласно второй теореме результаты опытов необходимо обрабатывать в критериях подобия и зависимость между ними представлять в виде критериальных уравнений подобия. Согласно третьей теореме возможно обобщение полученных критериальных зависимостей на все явления, подобные исследованному.

Представляет интерес правило, с помощью которого из размерных физических величин, характеризующих процесс, можно составить безразмерные критерии подобия. Это правило называется π -теоремой, которая утверждает, что число безразмерных комплексов, характеризующих процесс, равно числу всех физических величин, существенных для процесса, минус число основных размерностей. В теории теплопереноса число основных размерностей равно четырем (длина, температура, время и масса). Число размерных величин в каждом конкретном случае теплообмена может быть различным, а непосредственный вид безразмерных критериев определяется условиями теплового и гидромеханического подобий.

9.4. Гидромеханическое подобие

Найдем условия подобия (числа подобия) движения двух потоков несжимаемой вязкой жидкости в геометрически подобных системах. Движение такой жидкости описывается уравнением Навье—Стокса (9.18). Напишем это уравнение для первого (знак «штрих») и второго (знак «два штриха») потоков в проекции на ось x :

$$\begin{aligned} \rho' \frac{\partial w'_x}{\partial \tau'} + \rho' \left(\frac{\partial w'_x}{\partial x'} w'_x + \frac{\partial w'_x}{\partial y'} w'_y + \frac{\partial w'_x}{\partial z'} w'_z \right) = \\ = \rho' g' - \frac{\partial \rho'}{\partial x'} + \mu' \left(\frac{\partial^2 w'_x}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial z'^2} \right); \end{aligned} \quad (9.37)$$

$$\begin{aligned} \rho'' \frac{\partial w''_x}{\partial \tau''} + \rho'' \left(\frac{\partial w''_x}{\partial x''} w''_x + \frac{\partial w''_x}{\partial y''} w''_y + \frac{\partial w''_x}{\partial z''} w''_z \right) = \\ = \rho'' g'' - \frac{\partial \rho''}{\partial x''} + \mu'' \left(\frac{\partial^2 w''_x}{\partial x''^2} + \frac{\partial^2 w''_x}{\partial y''^2} + \frac{\partial^2 w''_x}{\partial z''^2} \right). \end{aligned} \quad (9.38)$$

Для подобных процессов

$$\left. \begin{aligned} x''/x' = y''/y' = z''/z' = c_l; \quad w_x''/w_x' = c_w; \\ \tau''/\tau' = c_\tau; \quad \rho''/\rho' = c_\rho; \quad g''/g' = c_g; \\ p''/p' = c_p; \quad \mu''/\mu' = c_\mu. \end{aligned} \right\} \quad (9.39)$$

Выразим все переменные второй системы через переменные первой системы и множители подобного преобразования. Получим

$$\begin{aligned} \frac{c_p c_w}{c_\tau} \rho' \frac{\partial w_x'}{\partial \tau'} + \frac{c_p c_w^2}{c_l} \rho' \left(\frac{\partial w_x'}{\partial x'} w_x' + \frac{\partial w_x'}{\partial y'} w_y' + \frac{\partial w_x'}{\partial z'} w_z' \right) = \\ = c_p c_g \rho' g' - \frac{c_p}{c_l} \frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{c_\mu c_w}{c_l^2} \mu' \left(\frac{\partial^2 w_x'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 w_x'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 w_x'}{\partial z'^2} \right). \end{aligned} \quad (9.40)$$

После сделанных преобразований в уравнение (9.37) первой системы и в уравнение (9.40) второй системы входят одни и те же переменные. Из этих уравнений переменные должны определиться одинаковым образом. Последнее возможно только в случае тождественности (9.37) и (9.40). Для этого необходимо принять

$$c_p c_w / c_\tau = c_p c_w^2 / c_l = c_p c_g = c_p / c_l = c_\mu c_w / c_l^2. \quad (9.41)$$

Из условия $c_p c_w / c_\tau = c_p c_w^2 / c_l$ получим индикатор подобия $c_w c_\tau / c_l = 1$.

Этому индикатору соответствует *число гомохромности*

$$Ho = \frac{w\tau}{l} = \text{idem}. \quad (9.42)$$

Из условия $c_p c_w^2 / c_l = c_p c_g$ получим индикатор подобия $c_g c_l / c_w^2 = 1$. Этому индикатору соответствует *число Фруда*:

$$Fr = \frac{gl}{w^2} = \text{idem}. \quad (9.43)$$

Из полученного выражения следует, что число подобия Fr является мерой отношения силы тяжести g к инерционной силе, пропорциональной w .

Из условия $c_p c_w^2 / c_l = c_p / c_l$ получим индикатор подобия $c_\rho / (c_p c_w^2) = 1$. Из этого индикатора выводится *число Эйлера*:

$$Eu = \frac{p}{\rho w^2} = \text{idem}. \quad (9.44)$$

Пользуясь правилом замещения одноименных величин, представим число Эйлера в виде

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2} = \text{idem}, \quad (9.45)$$

где Δp – перепад давления.

Число Эйлера, как видно из (9.45), является мерой отношения перепада статических давлений в потоке жидкости к динамическому напору потока.

Из условия $c_p c_w^2 / c_l = c_\mu c_w / c_l^2$ получим индикатор подобия $c_p c_w c_l / c_\mu = 1$. Из этого индикатора получим *число Рейнольдса*:

$$Re = \frac{\rho w l}{\mu} = \text{idem}. \quad (9.46)$$

Так как $\mu/\rho = \nu$, где ν – кинематическая вязкость, то число Рейнольдса может быть записано в виде

$$Re = w l / \nu. \quad (9.47)$$

Физический смысл числа Re легко выяснить, написав его в виде

$$Re = \frac{\rho w l}{\mu} = \frac{\rho w^2}{\mu w / l}. \quad (9.48)$$

Число Рейнольдса является мерой отношения динамического давления, пропорционального ρw^2 , к давлению силы вязкостного трения, пропорциональному величине $\mu w / l$ – согласно (9.15). Число Re часто определяют как меру отношения инерционной силы w и силы внутреннего (вязкостного) трения ν . Таким образом, в гидромеханически подобных системах в любых сходственных точках числа подобия Ho , Fr , Eu и Re имеют одинаковые значения.

Из полученных чисел подобия число Eu является определяемым критерием, так как перепад давления Δp является функцией процесса (Δp – искомая величина и поэтому не входит в условия однозначности). Числа подобия Ho , Fr и Re являются определяющими.

В общем случае число Eu является функцией всех определяющих чисел подобия: $Eu = f(Ho, Fr, Re)$.

В вынужденном потоке вязкой жидкости число Фруда исключается из числа рассматриваемых в связи с весьма малым влиянием силы тяжести на поле скоростей и давлений. Таким образом, для стационарного вынужденного потока (9.48) запишется так:

$$Eu = f(Re).$$

В свободном потоке (естественная конвекция) число Фруда учитывается, но преобразованием приводится к иному виду, поскольку причиной движения жидкости в данном случае является разность плотностей в смежных точках пространства, кроме того, невозможно в свободном потоке измерять скорости.

В этом случае вместо числа Фруда удобнее применять *число Грасгофа*, которое равно произведению числа Fr на число Re^2 и на симплекс¹ $(\rho_0 - \rho)/\rho$. Если разность плотностей жидкости получается вследствие разности температуры Δt , то $(\rho_0 - \rho)/\rho = \beta \Delta t$, где β – температурный коэффициент объемного расширения жидкости.

В результате число Грасгофа записывают следующим образом:

$$Gr = Fr Re^2 \frac{\rho - \rho_0}{\rho} = \frac{g l^3}{w^2} \left(\frac{w l^2}{v^2} \right)^2 \beta \Delta t = \frac{g l^3}{v^2} \beta \Delta t. \quad (9.49)$$

Число Грасгофа является мерой отношения подъемной силы, возникающей вследствие разности плотностей жидкости, к силе вязкостного трения.

9.5. Тепловое подобие

Установим критерии теплового подобия, т.е. подобия температурных полей и тепловых потоков. Обязательной предпосылкой теплового подобия является геометрическое и гидромеханическое подобия систем.

Напишем уравнение конвективного теплообмена и условия теплоотдачи на границе тела для двух подобных между собой систем. Для упрощения вывода рассмотрим одномерную задачу, руководствуясь (9.7). Для первой системы

$$a' \frac{\partial^2 t'}{\partial x'^2} = \frac{\partial t'}{\partial \tau'} + \frac{\partial t'}{\partial x'} w'_x; \quad (9.50)$$

$$\lambda' (\partial t' / \partial n') = \alpha' \Delta t'. \quad (9.51)$$

Для второй системы

$$a'' \frac{\partial^2 t''}{\partial x''^2} = \frac{\partial t''}{\partial \tau''} + \frac{\partial t''}{\partial x''} w''_x; \quad (9.52)$$

$$\lambda'' (\partial t'' / \partial n'') = \alpha'' \Delta t''. \quad (9.53)$$

Так как процессы подобны, то

$$x''/x' = n''/n' = c_p; \quad w''_x/w'_x = c_w; \quad \tau''/\tau' = c_\tau;$$

$$\Delta t''/\Delta t' = c_p; \quad \alpha''/\alpha' = c_\alpha; \quad a''/a' = c_a; \quad \lambda''/\lambda' = c_\lambda.$$

¹ Симплексом называется безразмерное отношение одноименных величин.

Выразим переменные второй системы через переменные первой системы и множители подобного преобразования. Получим

$$a \cdot c_a \frac{c_l}{c_l^2} \frac{\partial^2 t'}{\partial x'^2} = \frac{c_l}{c_\tau} \frac{\partial t'}{\partial \tau'} + \frac{c_l}{c_l} c_w \frac{\partial t'}{\partial x'} w'_x, \quad (9.54)$$

$$c_\lambda \frac{c_l}{c_l} \lambda' \frac{\partial t'}{\partial n'} = c_\alpha c_l \alpha' \Delta t'. \quad (9.55)$$

Следовательно, условия подобия $c_a c_l / c_l^2 = c_l / c_\tau = c_l c_w / c_l$ и $c_\lambda c_l / c_l = c_\alpha c_l$ или $c_\lambda / c_l = c_\alpha$.

Из условия $c_a c_l / c_l^2 = c_l / c_\tau$ получим индикатор подобия $c_a c_\tau / c_l^2 = 1$. Этому индикатору соответствует число Фурье:

$$Fo = \frac{a\tau}{l^2} = \text{idem}, \quad (9.56)$$

которое характеризует нестационарность тепловых процессов. Число Фурье является безразмерным временем $\tau/(l^2/a)$ и выражает определенное соответствие между темпом изменения условий в окружающей среде и темпом перестройки температурного поля внутри тела.

Из условия $c_a c_l / c_l^2 = c_l c_w / c_l$ получим индикатор подобия $c_w c_l / c_a = 1$. Из этого индикатора выводится число Пекле:

$$Pe = \frac{wl}{a} = \text{idem}. \quad (9.57)$$

Число Пекле – критерий подобия температурных полей. В этот критерий не входит температура, но входит скорость. Следовательно, число Пекле, как и число Рейнольдса, характеризует кинематическую обстановку процесса. Для теплового подобия скоростные поля должны удовлетворять не только тому требованию, которое вытекает из условия $Re = \text{idem}$, но и дополнительному требованию $Pe = \text{idem}$.

Выясним физический смысл числа Pe . Так как $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$, то

$$Pe = \frac{c_p \rho w}{\lambda / l}. \quad (9.58)$$

Массовый расход жидкости, как известно, равен $\rho w A$, где A – площадь поперечного сечения потока. Изменение энтальпии этого количества жидкости при повышении температуры на Δt (в связи с перемещением вдоль потока) будет равно $c_p \rho w A \Delta t$. При $A = 1 \text{ м}^2$ и $\Delta t = 1 \text{ °С}$ изменение энтальпии будет равно $c_p \rho w$. Количество теплоты, передаваемое теплопроводностью через 1 м^2 , определяется по формуле $q = -\lambda \Delta t / \Delta n$, и при $\Delta t = 1 \text{ °С}$ и $\Delta n = 1$ получим $|q| = \lambda / l$. Следовательно, число Pe явля-

ется мерой отношения интенсивности конвективного переноса теплоты к интенсивности переноса теплоты теплопроводностью.

Из условия $c_\lambda/c_l = c_\alpha$ получим индикатор подобия $c_\alpha c_l/c_\lambda = 1$ и соответствующее *число Нуссельта*:

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda} = \text{idem.} \quad (9.59)$$

Число Нуссельта представляет собой безразмерный коэффициент теплоотдачи. Оно характеризует интенсивность теплообмена на границе твердое тело — жидкость. Число Нуссельта является определяемым, так как в него включен искомый коэффициент теплоотдачи α (не входящий в условие однозначности). Число Nu часто определяют как меру отношения конвективного переноса теплоты от жидкости к поверхности твердого тела, к переносу теплоты теплопроводностью через слой жидкости толщиной l .

Если разделить число Nu на число Pe , получим *число Стентона*:

$$St = \frac{Nu}{Pe} = \frac{\alpha}{\rho w c_p} = \frac{\alpha(t_{\text{ж}} - t_{\text{ст}})}{\rho w c_p(t_{\text{ж}} - t_{\text{ст}})}. \quad (9.60)$$

Число St характеризует меру отношения интенсивности теплоотдачи к интенсивности конвективного переноса теплоты в жидкости при условии изменения ее температуры от значения, равного температуре жидкости $t_{\text{ж}}$, до значения, равного температуре стенки $t_{\text{ст}}$ твердого тела.

При тепловом подобии систем в любых сходственных точках и в сходственные моменты времени числа подобия Fo , Pe и Nu должны иметь одинаковые значения.

В общем случае уравнение конвективного теплообмена можно записать

$$Nu = f(Fo, Pe). \quad (9.61)$$

Числители чисел Pe и Re одинаковы, а знаменатели разные. В знаменатель числа Re входит кинематическая вязкость, т.е. та физическая величина, от которой существенно зависит характер поля скоростей. В число Pe входит температуропроводность a — физическая величина, от которой существенно зависит темп перестройки поля температур.

При делении числа Pe на число Re получим новый критерий, который носит название *числа Прандтля*:

$$Pr = Pe/Re = \nu/a. \quad (9.62)$$

В число Прандтля входят только физические параметры жидкости, поэтому это число само является безразмерным физическим параметром. Число Прандтля характеризует соотношение между толщинами гидродинамического и теплового пограничных слоев в случае ламинар-

ного пограничного слоя, а также вязкого и теплового подслоев в турбулентном пограничном слое.

Для идеальных газов Pr практически не зависит ни от температуры, ни от давления, его значение определяется атомностью газа и изменяется в пределах от 0,66 для одноатомных до 1,0 для многоатомных газов. Для капельных жидкостей $Pr > 1$ и является функцией температуры. Так, для дизельного масла при 20 °C $Pr = 8000$, а при 100 °C $Pr = 162$. Жидкие металлы имеют значения $Pr \ll 1$.

Условие $Pe = idem$ и $Re = idem$ может быть заменено требованием $Re = idem$ и $Pr = idem$, а (9.61) записано следующим образом:

$$Nu = f(Fo, Pr). \quad (9.63)$$

Таким образом, гидромеханическое и тепловое подобия могут иметь место только при определенном соответствии физических свойств сопоставляемых систем, выражаемом требованием, чтобы у этих систем $Pr = idem$.

При $Pr = 1,0$ имеем $\nu = a$ и $Pe = Re$, т.е. требования для подобия температурного и скоростного полей совпадают.

При сопоставлении двух подобных систем, в которых протекают процессы с идеальными газами одинаковой атомности (например, с воздухом), условие $Pr = idem$ выполняется автоматически, а следовательно, при выполнении требования $Re = idem$ всегда имеет место и $Pe = idem$ с той степенью точности, с какой газ следует законам идеальных газов.

9.6. Уравнения подобия конвективного теплообмена

В соответствии со второй теоремой подобия критерии, определяемые из системы дифференциальных уравнений, описывающих конвективный теплообмен, одновременно являются и критериями, получаемыми из уравнения, представляющего решение этой системы, поэтому, используя полученные выше критерии подобия, уравнение подобия конвективного теплообмена можно записать в следующей общей форме:

$$Nu = f(No, Gr, Re, Fo, Pe, l/l_0). \quad (9.64)$$

Число гомохронности No и число Фурье Fo являются определяющими критериями для нестационарных процессов. При стационарных процессах, для которых $\partial t / \partial \tau = 0$ и $dw_x / dt = 0$, как это непосредственно следует из рассмотрения (9.6) и (9.18), эти критерии отсутствуют. Отметим, что наибольший практический интерес представляет определение коэффициента теплоотдачи α при установившемся режиме. Это позволяет в дальнейшем ограничиться составлением уравнений подобия только для стационарного теплообмена. В этом случае (9.64) записывают так:

$$Nu = f(Gr, Re, Pe, l/l_0). \quad (9.65)$$

Учитывая, что $Pe = RePr$, (9.65) можно записать в следующем виде:

$$Nu = f(Gr, Re, Pr, l/l_0). \quad (9.66)$$

В приведенных уравнениях симплекс l/l_0 — это отношение линейных размеров твердого тела (например, отношение диаметра трубы к ее длине). Он характеризует условия геометрического подобия.

В отдельных случаях (9.66) упрощается. Так, в случае вынужденного турбулентного потока можно не учитывать влияние естественной конвекции, т.е. пренебречь числом Грасгофа:

$$Nu = f(Re, Pr, l/l_0). \quad (9.67)$$

При свободном движении, т.е. когда вынужденная конвекция отсутствует, в (9.66) не будет входить число Рейнольдса:

$$Nu = f(Gr, Pr, l/l_0). \quad (9.68)$$

Условия подобия процессов конвективного теплообмена получены в предположении, что физические характеристики теплоносителя (теплопроводность, вязкость, теплоемкость и др.) постоянны во всей области протекания процессов. В действительности эти физические свойства зависят от температуры, причем для разных теплоносителей характер зависимостей $\lambda = f(t)$, $\nu = f(t)$, $c_p = f(t)$ различен. В процессе теплообмена температура теплоносителя изменяется, следовательно, в общем случае меняются и его физические свойства. Подобие процессов выполняется тем полнее, чем меньше относительное изменение этих свойств. При значительном изменении физических свойств строгое подобие различных процессов в общем случае становится невозможным. В этих условиях может быть лишь приближенное подобие. Это обстоятельство должно учитываться при обобщении опытных данных.

В тех случаях, когда изучение конвективного теплообмена на образце затруднительно, его заменяют изучением на модели. Метод замещения образца моделью называется моделированием. Согласно третьей теореме подобия подобие модели и образца соблюдается при подобию условий однозначности и равенстве определяющих чисел подобия. При соблюдении этих условий выводы, полученные на модели, могут быть распространены на образец. Моделирование на основе теории подобия является одним из основных методов научного изучения конвективного теплообмена.

9.7. Экспериментальное изучение конвективного теплообмена

При изучении процессов конвективного теплообмена искомой величиной является коэффициент теплоотдачи α . Для его определения исполь-

зуют различные методы. Наиболее распространен так называемый метод стационарного теплового потока. При этом методе средний коэффициент теплоотдачи находят в соответствии с (9.2):

$$\alpha = \frac{\Phi}{(t_{\text{ст}} - t)A} = \frac{q}{t_{\text{ст}} - t}. \quad (9.69)$$

Как видно из приведенного уравнения, для определения α в опытах необходимо измерять тепловой поток Φ , температуру стенки твердого тела $t_{\text{ст}}$ и температуру жидкости t .

Способы подвода теплоты к исследуемой жидкости могут быть различными. Выбор исследователем того или иного способа подвода и метода определения теплового потока зависит от вида конвективного теплообмена (свободная или вынужденная конвекция), формы и размеров поверхности нагрева, от поставленных задач в опытах и т.д.

Наиболее простой способ подвода теплоты к рабочему телу – это нагрев поверхности теплообмена площадью A с помощью электрического нагревателя. Тепловой поток (Вт) в этом случае определяется по замеренным в опытах силе тока I (А) и падению напряжения ΔU (В) в нагревателе:

$$\Phi = I\Delta U. \quad (9.70)$$

Большие тепловые потоки в опытах могут быть также получены при пропускании непосредственно через поверхность нагрева постоянного тока низкого напряжения.

При исследовании теплообмена жидкости в трубах и других каналах подводить (отводить) теплоту можно в результате изменения энтальпии нагретой (охлажденной) однофазной жидкости. Тепловой поток (Вт) в этом случае находят по уравнению теплового баланса

$$\Phi = m_{\tau} c_{pm} (t'_m - t''_m), \quad (9.71)$$

где m_{τ} – массовый расход жидкости, кг/с; c_{pm} – средняя удельная изобарная теплоемкость жидкости, Дж/(кг·К); t'_m и t''_m – температура жидкости соответственно на входе и выходе из опытной установки, °С.

При обогреве поверхности теплообмена конденсирующимся паром тепловой поток

$$\Phi = m_{\tau} (i - i_k), \quad (9.72)$$

где m_{τ} – массовый расход пара, кг/с; i и i_k – удельная энтальпия соответственно конденсирующегося пара и конденсата.

Кроме рассмотренных способов, тепловой поток в опытах может быть определен и другими методами, описание которых приводится в специальной литературе.

Температуру поверхности стенки $t_{\text{ст}}$, через которую передается теплота, в опытах обычно измеряют при помощи термопар, устанавливаемых в нескольких точках поверхности нагрева. За расчетное значение поверхности принимают ее среднее арифметическое значение.

В потоке жидкости, отдающей или воспринимающей теплоту, всегда наблюдается неравномерное распределение температур как по сечению потока, так и по длине канала. В связи с этим при исследовании конвективного теплообмена весьма важно правильно определить среднюю температуру потока.

При расчетах пользуются средней температурой потока, которая определяется различными способами. Если зависимостью c_p и ρ от температуры можно пренебречь, то, имея распределение скорости по сечению канала, среднее значение температуры по сечению можно определить по формуле

$$t_{\text{ср}} = \frac{1}{V_{\tau}} \int_A t w dA, \quad (9.73)$$

где V_{τ} — объемный расход жидкости, $\text{м}^3/\text{с}$.

Так как поток жидкости отдает или воспринимает теплоту, то в общем случае его температура в направлении движения непрерывно меняется. Поэтому необходимо усреднить температуру и по длине участка теплообмена. Если средняя температура во входном сечении t' , а в выходном сечении t'' , то в простейшем случае средняя температура потока $t_{\text{пот}}$ может быть определена как средняя арифметическая из крайних значений:

$$t_{\text{пот}} = 0,5(t' + t''). \quad (9.74)$$

Формулу (9.74) можно применять при небольших изменениях температуры в пределах участка теплообмена. В общем случае следует находить среднюю логарифмическую разность температур $\Delta t_{\text{ср}}$ между усредненной по сечению переменной температурой потока $t_{\text{пот}}$ и средней температурой стенки $t_{\text{ст}}$:

$$\Delta t_{\text{ср}} = \frac{t' - t''}{\ln[(t' - t_{\text{ст}})/(t'' - t_{\text{ст}})]}. \quad (9.75)$$

Средняя температура потока

$$t_{\text{пот}} = t_{\text{ст}} \pm \Delta t_{\text{ср}}. \quad (9.76)$$

В формуле знак плюс берется в случае охлаждения жидкости, а знак минус — при ее нагревании.

Если $(t' - t_{\text{ст}})/(t'' - t_{\text{ст}}) \leq 1,7$, можно без заметной погрешности пользоваться (9.74).

Скорость потока, м/с, в заданном поперечном сечении усредняют по формуле

$$\bar{w} = V_{\tau}/A, \quad (9.77)$$

где V_{τ} – объемный расход, м³/с; A – площадь поперечного сечения трубы, м².

В формулы для коэффициента теплоотдачи всегда входит средняя скорость $\bar{w}$. В дальнейшем там, где это не будет особо указано, знак усреднения (черточка) над обозначением скорости ради упрощения будет опускаться.

Теория подобия позволяет установить закономерности конвективного теплообмена и общий вид уравнений подобия (9.65). Однако, как уже указывалось ранее, теория подобия не позволяет установить конкретный вид зависимости числа Нуссельта от определяющих чисел подобия. Такая зависимость может быть найдена исключительно экспериментальным путем. Опыт показывает, что зависимость между числами подобия (конечно, в определенных пределах изменения аргумента) обычно может быть представлена в виде степенных функций. Так, для вынужденного потока

$$Nu = C Re^n Pr^m, \quad (9.78)$$

где C , n и m – найденные из опыта коэффициенты (постоянные числа).

Если опыты проводятся со средой, у которой число Прандтля не зависит от температуры и является величиной постоянной, то уравнение записывают в более простом виде:

$$Nu = C Re^n. \quad (9.79)$$

Функции вида (9.78) и (9.79) удобно изображать графически в логарифмических координатах. Для этого по полученным в опытах значениям коэффициента теплоотдачи и скорости движения жидкости вычисляют значения чисел Re и Nu . Далее по значениям чисел строят график, на котором по оси ординат откладывают значения числа Нуссельта Nu , а по оси абсцисс – значения числа Рейнольдса Re .

Рассмотрим метод определения постоянных C и n в (9.79). Логарифмируя это уравнение, имеем

$$\ln Nu = \ln C + n \ln Re. \quad (9.80)$$

Полученное уравнение является уравнением прямой (рис. 9.8, а). Показатель степени n представляет собой тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс:

$$n = \frac{\ln Nu_2 - \ln Nu_1}{\ln Re_2 - \ln Re_1}. \quad (9.81)$$

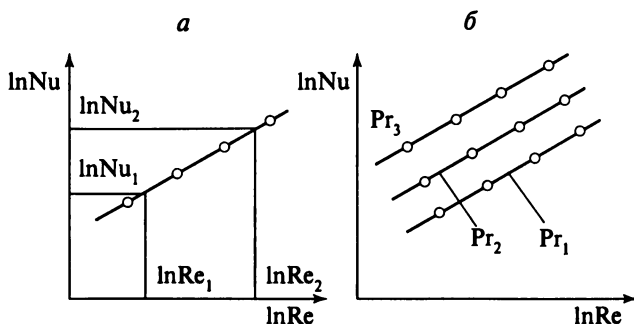


Рис. 9.8. График для установления зависимостей:

$a - Nu - C Re^n$; $b - Nu - C Re^n Pr^m$

Постоянную C находят из уравнения (9.79), которому должна удовлетворять любая точка прямой.

Если опытные точки в координатах $\ln Nu - \ln Re$ не укладываются на прямую, а располагаются по кривой, то полученную кривую заменяют ломаной линий. Для каждого участка ломаной значения C и n различны.

Если число Нуссельта Nu является функцией двух аргументов, например числа Рейнольдса Re и числа Прандтля Pr [см. (9.78)], то в логарифмических координатах $\ln Nu - \ln Re$ будет располагаться несколько параллельных прямых линий, каждой из которых будет соответствовать свое значение числа Pr (рис. 9.8, б). По этому графику определяют показатель степени n у числа Рейнольдса. Показатель степени m у числа Прандтля находят из дополнительного графика, построенного в координатах $\ln Nu / Re^n - \ln Pr$. Постоянную C находят из (9.78).

В настоящее время описанный метод определения коэффициентов и экспонент уравнений подобия типа (9.78) существенно видоизменился благодаря широкому внедрению вычислительной техники и программ множественного регрессионного анализа. Графические построения играют теперь вспомогательную роль и предназначены в основном для качественной оценки закономерностей описываемого явления. С помощью графиков ориентировочно определяют объем выборок экспериментальных или расчетных точек, которые должны описываться различными уравнениями, графики нужны также для описания условий стыковки уравнений подобия, характеризующих различные режимы течения, и согласования математических методов (регрессионного анализа) с физическими основами данного явления на базе теории подобия.

В числа подобия наряду с переменными входят физические параметры жидкости, которые зависят от температуры. Поскольку температуры по сечению и длине потока переменны, то переменны и физические характеристики жидкости. Остановимся на способе осреднения физических параметров (плотности, вязкости и т.д.), зависящих от температуры.

Температура, при которой выбираются значения физических параметров, называется *определяющей*. Весьма часто за определяющую температуру принимают температуру потока $t_{\text{пот}}$, а в ряде случаев – температуру стенки $t_{\text{ст}}$. Нуссельт предложил осреднять физические параметры по формуле

$$\phi_m = \frac{1}{t_{\text{пот}} - t_{\text{ст}}} \int_{t_{\text{ст}}}^{t_{\text{пот}}} \phi dt, \quad (9.82)$$

где ϕ – физическая величина (вязкость, теплопроводность и т.д.), а ϕ_m – ее среднее значение.

Если ϕ зависит от t линейно, то способ осреднения по (9.82) равносильно условию, что определяющую температуру вычисляют по формуле

$$t_m = 0,5(t_{\text{пот}} + t_{\text{ст}}). \quad (9.83)$$

Часто вычисленную таким образом определяющую температуру называют *средней температурой пограничного слоя*.

Отметим, что различие в методах определения температуры жидкости и физических параметров приводит к тому, что на базе одних и тех же опытов разные исследователи получают различные формулы. В связи с этим при пользовании формулами для коэффициента теплоотдачи следует обращать внимание на то, какая температура принималась в качестве определяющей. Обычно это отмечается соответствующими индексами у чисел подобия (например, $Re_{\text{пот}}$, $Pr_{\text{ст}}$, $Pr_{\text{пот}}$ и т.д.).

В рассмотренном методе выбора физических параметров они как бы принимаются постоянными и неизменными по сечению и длине потока, поскольку находятся по определяющей температуре, которая считается в опыте постоянной.

При изучении ряда процессов конвективного теплообмена, например процессов, протекающих при больших тепловых потоках и больших скоростях или при течении очень вязких жидкостей, физические параметры нельзя принимать постоянными. В этих случаях температура по сечению потока изменяется очень резко, и также резко меняются и физические параметры жидкости, что оказывает существенное влияние на коэффициент теплоотдачи. Здесь необходимо учитывать переменность физических свойств по сечению потока.

Чтобы учесть влияние переменности физических параметров на теплообмен, при выводе дифференциальных уравнений конвективного теплообмена значения физических параметров нельзя выносить из-под знака производной. Однако это приведет к изменению и усложнению системы уравнений.

При умеренном диапазоне изменения физических параметров в инженерных расчетах пользуются теми же уравнениями, что и при посто-

янных физических свойствах, но с введением соответствующих поправок. Так, например, все физические характеристики определяются при температуре потока, а влияние переменности физических свойств учитывается в виде отношения значений вязкости или в виде отношения чисел Прандтля соответственно при температуре потока и стенки. Существуют и другие способы учета зависимости физических параметров от температуры. Теория еще не дала единого способа учета влияния переменности физических свойств на теплоотдачу.

Во многие числа подобия (например, Re , Nu и др.) входит линейная величина l . Входящую в числа величину l называют *определяющим линейным размером* и выбирают в каждом случае в зависимости от изучаемого процесса. Если условиями однозначности заданы несколько линейных размеров, то за определяющий линейный размер принимают тот, от которого в большей степени зависит процесс конвективного теплообмена. Остальные заданные размеры входят в уравнения подобия в виде симплексов (l_1/l , l_2/l и т.д.).

При изучении теплообмена для случая поперечного омывания гладких труб в качестве определяющего размера l выбирают наружный диаметр трубы. При течении жидкости в круглых гладких трубах за определяющий размер принимают внутренний диаметр трубы. При изучении движения жидкости и теплообмена в каналах иной формы в качестве определяющего линейного размера берут так называемый эквивалентный $d_{\text{экв}}$ (гидравлический d_r) диаметр:

$$d_{\text{экв}} = \frac{4A}{P}. \quad (9.84)$$

где A — площадь поперечного сечения канала; P — периметр сечения, через который происходит передача теплоты.

Метод расчета теплоотдачи с помощью $d_{\text{экв}}$ является приближенным. Однако во многих случаях такой приближенный расчет дает удовлетворительные результаты (расчет теплоотдачи в каналах прямоугольного и треугольного сечений и при продольном омывании пучка труб в случае турбулентного режима).

Громадный экспериментальный и теоретический материал, накопленный в последние десятилетия XX в. отечественными исследователями (Б.С. Петуховым, Г.А. Дрейцером, С.С. Кутателадзе и многими другими), позволяет уточнить картину конвективного теплообмена и предложить расчетные рекомендации, отличающиеся от широко распространенных в учебной литературе формул (*зависимостей*) М.А. Михеева. Многочисленными опытами (*экспериментами*) последних десятилетий установлено, что использование устаревших формул (*зависимостей*) может привести к недопустимым для практики ошибкам.

Отличие действительного коэффициента теплоотдачи от расчетного (*рассчитываемого*) по формулам для труб с использованием эквивалентного диаметра также может быть весьма значительным. В продольно омываемых пучках труб теплоотдача при их плотной упаковке может быть в 4–5 раз ниже, чем в трубе, а при ламинарном течении в раздвинутых пучках с *шаговыми* отношениями $s/d = 1,4 + 1,6 -$ в 2,5–3 раза выше. При турбулентном режиме теплоотдача в плотном пучке может быть в 2–3 раза ниже, а в раздвинутом – в 1,5–1,6 раза выше.

В связи с определенной консервативностью учебной литературы и невозможностью отразить в ней многообразие особенностей теплообмена, рекомендации по его расчету, в том числе критериальные уравнения, приведенные далее, носят характер первого приближения. Более надежные, обновленные рекомендации, необходимые для практических инженерных расчетов, имеются в специальной справочной литературе.

ГЛАВА 10

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ И СВОБОДНОМ ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

10.1. Движение жидкости в трубах

Рассмотрим движение вязкой несжимаемой¹ жидкости в круглой прямой трубе. Как впервые установил О. Рейнольдс, при движении жидкости в круглых трубах следует различать два режима течения жидкости – ламинарный и турбулентный, характеризующиеся определенными значениями числа Рейнольдса Re . Опытным путем установлено, что при всех значениях $Re < Re_{к1} = 2200$ в круглых цилиндрических гладких трубах поток движется ламинарно. Если поток искусственно возмутить, то через некоторое время обязательно восстановится ламинарный режим, если только $Re < Re_{к1}$; следовательно, при указанном условии ламинарный режим является устойчивым.

При $Re > Re_{к2} = 10^4$ в круглых гладких трубах имеет место развитый турбулентный режим. Приняв специальные меры к успокоению потока, можно воспроизвести ламинарный поток и при значениях $Re > Re_{к2}$, но в этом случае малейшее возмущение потока вызовет переход ламинарного потока в турбулентный.

¹ Все капельные жидкости являются практически несжимаемыми. Что касается газов, то в теории теплообмена их можно принять несжимаемыми, если их скорость значительно меньше скорости звука.

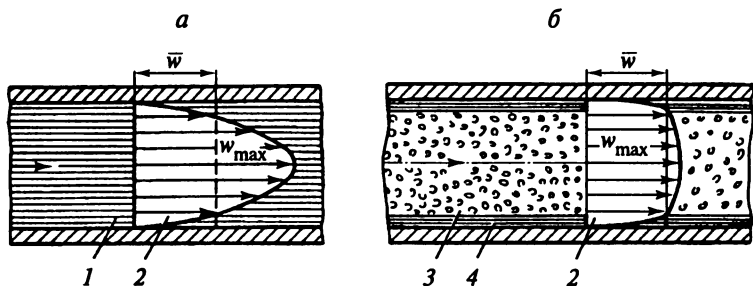


Рис. 10.1. Распределение скоростей по сечению при ламинарном (а) и турбулентном (б) режимах течения жидкости в трубе:

1 – ламинарный поток; 2 – эпюры (профили скоростей); 3 – турбулентное ядро; 4 – пристенный слой

Критическая скорость w_k определяется (при $Re_{k1} = 2200$) из равенства

$$w_k = \frac{2200\nu}{d_{\text{вн}}}. \quad (10.1)$$

Закон распределения скоростей по поперечному сечению круглой трубы различен для ламинарного и турбулентного режимов течения. При всяком режиме движения жидкости скорость у стенки канала всегда равна нулю, а в центре достигает максимума. При ламинарном режиме течения жидкости в круглой трубе устанавливается параболический закон распределения скоростей (рис. 10.1, а). Для всей области $Re < Re_{k1}$, отношение средней скорости потока $\bar{w}$ к максимальной w_{max} (по оси потока) постоянно и равно $\bar{w}/w_{\text{max}} = 0,5$. Таким образом, в условиях ламинарного потока вне зависимости от значения чисел Рейнольдса Re скоростные поля подобны (автомодельность поля скоростей).

При турбулентном потоке при $Re > 10^4$ кривая изменения скорости (рис. 10.1, б) имеет иной вид: в пределах вязкого подслоя кривая идет круто, а в средней части, в так называемом турбулентном ядре, – весьма полого.

Отношение $\bar{w}/w_{\text{max}}$ для каждого значения Re сохраняет неизменное значение, но размер этого отношения меняется с изменением числа Re (при $Re_{k2} = 10^4$ отношение $\bar{w}/w_{\text{max}} = 0,8$).

В диапазоне значений числа $Re = 2200 + 10\,000$ в круглой гладкой трубе наблюдается переход ламинарного режима течения в турбулентный.

В общем случае число Рейнольдса само по себе не является однозначным критерием перехода. Путем устранения возмущений на входе в трубу переход можно затянуть от $Re = 2200$ до $Re = 5 \cdot 10^4$ и, наоборот, при воздействии звуковых волн и механических вибраций переход может наступить и при $Re < 2000$. Для переходного режима характерна *перемежа-*

емость течения, представляющая собой чередование участков с ламинарной и турбулентной структурами. Причиной перемежаемости является потеря устойчивости, т.е. возникновение, развитие и ассоциация очагов возмущений внутри ламинарного потока. При значениях Re , близких к нижней границе переходного режима ($Re_{к1}$), возникающие турбулентные структуры быстро разрушаются, порождая турбулентные пульсации, которые, передавая свою энергию мелким пульсациям, быстро затухают. В области чисел Re , близких к верхней границе переходного режима ($Re_{к2}$), возникающие турбулентные структуры быстро развиваются и занимают иногда все проходное сечение трубы. Так возникают турбулентные пробки, которые смыкаются в единую турбулентную структуру после достижения $Re_{к2}$. Естественно, что интенсивность теплоотдачи в переходной области выше, чем при ламинарном режиме течения, но ниже, чем при турбулентном режиме.

Рассмотренное выше характерное распределение скоростей по поперечному сечению потока наступает не сразу после входа потока в трубу. Всегда имеется начальный участок, так называемый *участок гидродинамической стабилизации*, в пределах которого эпюры скорости w непрерывно перестраиваются, принимая, в конце концов, вид, характерный для данного режима течения. Так, например, при ламинарном течении жидкости сразу после входа потока на поверхности трубы по всему ее периметру образуется динамический ламинарный пограничный слой, толщина которого увеличивается по мере удаления потока от входного сечения. В дальнейшем на некотором удалении от входа пограничный слой заполняет все поперечное сечение канала. С этого момента *эпюра скорости больше* не изменяется и течение с точки зрения гидродинамики приобретает стабилизированный характер (рис. 10.2). При турбулентном течении жидкости у входного сечения сначала может образоваться ламинарный пограничный слой, который затем переходит в турбулентный. Толщина последнего растет, и на некотором удалении от входа пограничный слой заполняет поперечное сечение канала. Следовательно, наступает гидродинамическая стабилизация, отличительной особенностью

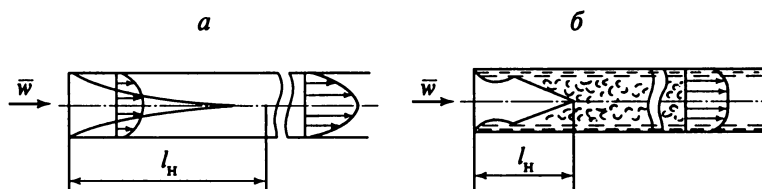


Рис. 10.2. Гидродинамическая стабилизация течения жидкости в трубе:
а – ламинарный режим; *б* – турбулентный режим

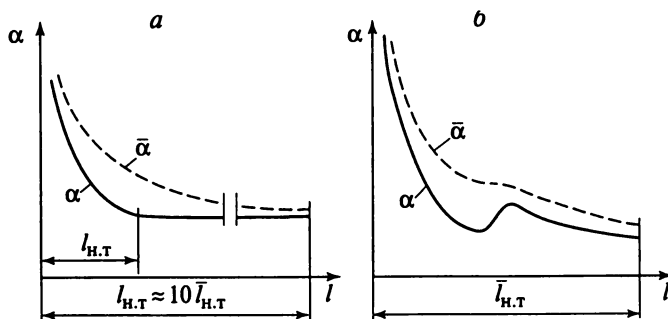


Рис. 10.3. Изменение локального α и среднего $\bar{\alpha}$ коэффициентов теплоотдачи по длине трубы:

а – неизменный режим течения в пограничном слое; *б* – образующийся ламинарный слой переходит в турбулентный, который заполняет все сечение трубы

которой является неизменность эпюры скорости $\bar{w}$ (см. рис. 10.2). При $Re > 5 \cdot 10^4$ турбулентный пограничный слой образуется практически сразу после входа потока в канал.

Для приближенных оценок можно принимать, что длина участка l_n гидродинамической стабилизации при ламинарном режиме равна $0,05d_{\text{вн}} Re$, а при турбулентном – $l_n \approx 15d_{\text{вн}}$.

При нагреве или охлаждении жидкости в канале одновременно с гидродинамической стабилизацией происходит тепловая стабилизация потока, которая наблюдается как при ламинарном, так и при турбулентном течениях.

На участке тепловой стабилизации развивается тепловой пограничный слой. Ядро потока в теплообмене не участвует, все изменение температуры сосредотачивается в этом пограничном слое. По мере удаления от входа толщина теплового пограничного слоя увеличивается, и на некотором расстоянии от входа, равном $l_{н.т}$, тепловой пограничный слой заполняет все поперечное сечение канала, что означает *тепловую стабилизацию*, отличительной особенностью которой является неизменность коэффициента теплоотдачи по длине канала. На участке стабилизированного в тепловом смысле течения вся жидкость, движущаяся в канале, принимает участие в теплообмене.

Важно отметить, что чем меньше толщина теплового пограничного слоя, тем более интенсивно протекает теплоотдача. Непосредственно у входа в трубу коэффициент теплоотдачи α имеет максимальное значение (рис. 10.3), а затем резко уменьшается, стремясь к определенному и в дальнейшем неизменному значению.

Длина участка тепловой стабилизации зависит от многих факторов. Для горизонтальной круглой трубы участок тепловой стабилизации при ламинарном режиме приближенно может быть определен по формуле

$l_{н.т} = (0,05 + 0,07)d_{вн} Re$, а при турбулентном режиме – по формуле $l_{н.т} = (10 + 15)d_{вн}$. Приведенные зависимости справедливы при условии предварительно гидродинамически стабилизированного течения.

10.2. Теплоотдача при движении жидкости в трубах

Коэффициент теплоотдачи α при движении теплоносителей в трубах или каналах определяется по разным формулам в зависимости от того, является ли режим ламинарным, переходным или турбулентным.

При ламинарном неизотермическом течении жидкости возможны два режима движения: вязкостно-гравитационный и вязкостный. При вязкостно-гравитационном режиме течения жидкости имеет место турбулизирующее действие естественной конвекции, а при вязкостном режиме влияние естественной конвекции, как правило, отсутствует.

Распределение скоростей по сечению трубы при вязкостном режиме течения отклоняется от параболического. Это объясняется изменением вязкости по сечению вследствие неизотермичности потока. Распределение скоростей зависит также от того, происходит нагревание или охлаждение жидкости. При одинаковой средней температуре потока при нагревании жидкости ее температура у стенки будет больше, чем при охлаждении. Чем больше температура жидкости, тем меньше ее вязкость, а следовательно, больше скорость около стенки и больше теплоотдача.

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи при вязкостно-гравитационном режиме течения М.А. Михеевым рекомендована следующая формула, полученная на основе обработки и обобщения экспериментального материала:

$$Nu_{пот} = 0,17 Re_{пот}^{0,33} Pr_{пот}^{0,43} Gr_{пот}^{0,1} \cdot (Pr_{пот}/Pr_{ст})^{0,25} \epsilon_p \quad (10.2)$$

где ϵ_p – поправка, учитывающая более интенсивную теплоотдачу на начальном участке трубы.

Индекс «пот» в (10.2) указывает, что за определяющую температуру для подсчета физических констант взята температура потока, а индекс «ст» – температура внутренней стенки канала.

По формуле (10.2) определяется число Нуссельта, а по нему – коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{Nu \lambda}{d_{вн}}. \quad (10.3)$$

Вследствие неизотермичности потока по сечению коэффициент теплоотдачи α зависит от температурного напора ($t_{пот} - t_{ст}$) и направления теплового потока: при нагревании среды, текущей в трубе (т.е. при направлении теплового потока от стенки к среде), при прочих равных условиях теплоотдача выше, чем при обратном направлении теплового потока, т.е. при охлаждении

среды. Это обстоятельство учитывается введением в (10.2) множителя ($Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}}$), который можно назвать температурным фактором.

Формула (10.2) получена для стабилизированного в тепловом отношении потока, при $l/d_{\text{вн}} \geq 50$. Для труб и каналов с длиной, меньшей $50d_{\text{вн}}$, усредненное по длине трубы значение коэффициента теплоотдачи будет большим. Для таких относительно коротких труб вводится поправочный множитель ϵ_r , значения которого приведены ниже в зависимости от отношения $l/d_{\text{вн}}$:

$l/d_{\text{вн}}$	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ϵ_r	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,00

Формула (10.2) не является универсальной для всех случаев ламинарного течения, когда влияние свободной конвекции несущественно и когда существенно (например, при течении в вертикальных трубах). Также вследствие того, что у газов $Pr \equiv \text{const}$, указанная формула не учитывает влияния на теплообмен переменности их свойств. Поэтому при инженерных расчетах теплообменных устройств рекомендуется обращаться к специальной литературе.

При вязкостном течении жидкости для расчета теплоотдачи может быть рекомендована следующая формула

$$Nu = 1,03(Pe d_{\text{вн}}/l)^{1/3}(\mu_{\text{ст}}/\mu_{\text{пот}})^{-0,14}\epsilon_r \quad (10.4)$$

В (10.4) коэффициент теплоотдачи отнесен к среднему логарифмическому температурному напору. Физические параметры жидкости, входящие в числа подобия Nu и Pe , а также значение $\mu_{\text{пот}}$ следует выбирать по температуре $t = t_{\text{ст}} - 0,5\Delta t$.

Входящий в (10.4) сомножитель ϵ_r учитывает более интенсивную теплоотдачу на начальном участке трубы. Поправку ϵ_r определяют по графику, представленному на рис. 10.4, в зависимости от значения $(l/Re)(l/d_{\text{вн}})$. Режим течения теплоносителя в пограничном слое при свободной конвекции характеризуется часто числом Релея (Ra), которое равно произведению числа Грасгофа на число Прандтля: $Ra = GrPr$.

Вязкостный режим течения жидкости практически наблюдается при значениях $Ra < 2 \cdot 10^5$.

Для определения коэффициента теплоотдачи при ламинарном течении жидкости в горизонтальных трубах может быть также рекомендова-

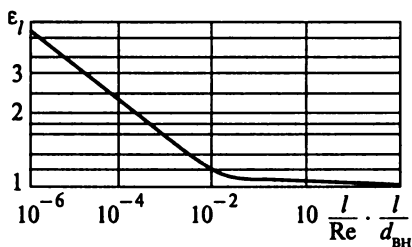


Рис. 10.4. Изменение значений поправки ϵ_r

на следующая обобщенная формула:

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 1,64(Re_{\text{пот}} d_{\text{вн}}/l)^{1/3} Ra_{\text{пот}}^n (\mu_{\text{пот}}/\mu_{\text{ст}})^{0,14} C_1 \epsilon_r \quad (10.5)$$

При $Ra < 2 \cdot 10^5$ (вязкостный режим) $C_1 = 1$, $n = 0$; при $Ra = 2 \cdot 10^5 + 10^7$ $C_1 = 0,293$, $n = 0,1$; при $Ra > 10^7$ $C_1 = 0,0004644$, $n = 0,5$.

Поправочный коэффициент ϵ_r , учитывающий более интенсивную теплоотдачу на начальном участке, определяется так же, как и в (10.4).

В приведенных формулах за определяющий линейный размер принят внутренний диаметр трубы. Теплоотдачу в каналах некруглого сечения рассчитывают по этим же формулам, но за определяющий размер принимается эквивалентный диаметр $d_{\text{экв}}$. В этом случае расчет теплоотдачи является приближенным. Точные границы возможности применения этого метода не установлены.

Перейдем к рассмотрению теплоотдачи при переходном режиме.

Возможности перехода от ламинарного течения к турбулентному и структура потока в трубе зависят от целого ряда факторов: числа Рейнольдса; степени возмущения потока на входе; условий входа (плавный вход, острые кромки); длины трубы; направления и величины теплового потока; механических вибраций. Экспериментально установлено, что при $Re_{\text{кр1}} < 1900$ любые возмущения на входе в гладкую трубу, какими бы интенсивными они ни были, затухают ($Re_{\text{кр1}} = 1900$). При $Re > Re_{\text{кр1}}$ на входных участках трубы сохраняется ламинарный пограничный слой независимо от условий на входе.

Ламинарный пограничный слой сохраняется на входе до определенного числа Рейнольдса $Re_{\text{кр2}}$. Для входа с острой кромкой $Re_{\text{кр2}} = (1 + 2) \cdot 10^5$. Если $Re > Re_{\text{кр2}}$, то на входе в трубу сразу образуется турбулентный слой. Для $Re_{\text{кр1}} < Re < Re_{\text{кр2}}$ характерна *перемежаемость* течения, представляющая собой чередование участков с ламинарной и турбулентной структурами. Причинами перемежаемости являются потеря устойчивости ламинарного течения, возникновение и развитие турбулентных пробок внутри ламинарного потока. Очевидно, что перемежаемость течения должна обуславливать колебания во времени местного коэффициента теплоотдачи. Амплитуду колебаний локальных коэффициентов теплоотдачи следует оценивать по $Nu_{\text{ламин}}$ и $Nu_{\text{турбул}}$, полученным по соответствующим зависимостям при заданном Re .

На рис. 10.5 (с учетом изложенного в подразд. 10.1) схематично представлена зона возможных изменений локальных чисел Nu для переходной области. Более определенных оценок чисел Nu для переходной области получить невозможно (Г.А. Дрейцер).

При развитом турбулентном режиме благодаря весьма интенсивному переносу теплоты конвективными токами температура турбулентного ядра потока остается практически постоянной и близкой к $t_{\text{пот}}$, что позволяет считать влияние естественной конвекции исчезающе малым. По-

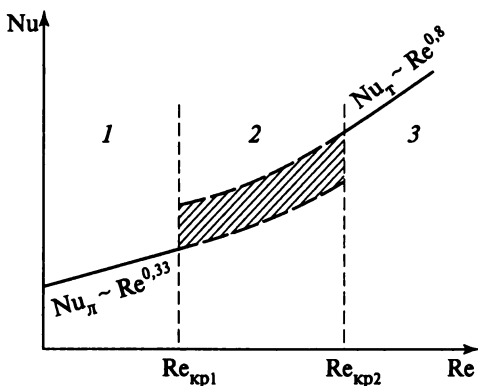


Рис. 10.5. Зоны возможных локальных изменений чисел Nu для переходной области:

1–3 — соответственно ламинарная, переходная и турбулентная области

этому из числа определяющих критериев может быть исключено число Грасгофа Gr .

М.А. Михеев для расчета среднего коэффициента теплоотдачи в случае турбулентного течения жидкости внутри гладких труб рекомендует следующую обобщенную формулу:

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,021 Re_{\text{пот}}^{0,8} Pr_{\text{пот}}^{0,43} (Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25} \epsilon_f \quad (10.6)$$

Отношение $Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}}$ учитывает влияние температурного напора и направление теплового потока.

При $l/d_{\text{вн}} < 50$ в (10.6) вводится поправочный множитель ϵ_f :

$$\epsilon_f = 1 + 2d_{\text{вн}}/l. \quad (10.7)$$

Формула (10.6) справедлива только для случая охлаждения жидкости. При нагревании жидкости поправка на изотермичность меньше и обычно принимается $(Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,06}$.

При охлаждении одно- и двухатомных газов опытные данные обобщены формулой (при $Re_{\text{пот}} = 2 \cdot 10^3 + 6 \cdot 10^5$),

$$Nu_{\text{пот}} = 0,021 Re_{\text{пот}}^{0,8} \epsilon_f \quad (10.8)$$

где ϵ_f — поправка на начальный участок для $l/d_{\text{вн}} = 0,85 + 50$.

Поправка $\epsilon_f = 3,115(Re_{\text{пот}})^{-0,07}(l/d_{\text{вн}})^{-0,548}(Re_{\text{пот}})^{-0,167}$ (при $l/d_{\text{вн}} > 50$ величина $\epsilon_f = 1$).

При нагревании газовых теплоносителей наиболее широкие диапазоны по $Re_{\text{пот}} = 7500 + 1,3 \cdot 10^7$ охватывает эмпирическая зависимость

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,023 Re_{\text{пот}}^{0,8} Pr_{\text{пот}}^{0,4} (Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,57-1,59 \frac{d_{\text{вн}}}{l}} \quad (10.9)$$

Зависимости (10.8) и (10.9) получены в опытах с одно- и двухатомными газами, для которых зависимости вязкости и теплопроводности от температурного фактора близки. Для многоатомных газов эта зависи-

мость неодинакова, но гораздо слабее, чем для одно- и двухатомных газов.

В отдельных случаях значения коэффициента теплоотдачи, достигнутые при течении потока в прямых гладких трубах, не могут считаться удовлетворительными. В этом случае можно использовать различные способы интенсификации теплоотдачи в каналах: закрутка потока; применение искусственных средств выработки турбулентности в потоке, например, с помощью организованных вихревых структур; наложение колебаний давления и расхода; механические вибрации; разрушение или отсос пограничного слоя и т.д.

Колебания давления, в том числе и звуковые, могут быть эффективным средством интенсификации теплоотдачи в условиях свободной конвекции. Метод интенсификации теплоотдачи путем закрутки потока наиболее эффективен в ламинарной области течения и может быть реализован в змеевиках, а также в прямых трубах при условии установки в них закрученных лент, шнеков, лопаточных завихрителей и т.п.

При движении потока в змеевиках под действием центробежных сил происходит деформация профиля скоростей в сечении канала и возникает вторичная циркуляция (макровихри), увеличивающая степень турбулизации ядра потока, что способствует интенсификации теплопереноса.

В ламинарной области течения макровихри возникают при

$$Re'_{кр} = \frac{11,6}{\sqrt{d_{вн}/D_{зм}}}, \quad (10.10)$$

где $D_{зм}$ – диаметр гiba (закругления) трубопровода (змеевика), переход к турбулентному течению с макровихрями – при

$$Re_{к2} = 2300 + 12927(d_{вн}/D_{зм})^{0,3}. \quad (10.11)$$

Формула (10.11) охватывает диапазон $D_{зм}/d_{вн} = 6 \div 24$; в области $D_{зм}/d_{вн} = 10 + 250$ более пригодно уравнение

$$Re_{к2} = 2100 + 25\,200(d_{вн}/D_{зм})^{0,5}. \quad (10.12)$$

Теплоотдача капельных жидкостей в диапазонах изменения чисел $Re = 63 + 2,6 \cdot 10^4$, чисел $Pr = 7 + 369$, $D_{зм}/d_{вн} = 6,2 + 62,5$, $L/d_{вн} > 60$ при ламинарном течении с макровихрями описывается уравнением

$$Nu_{пот} = 0,0575 Re_{пот}^{0,75} Pr_{пот}^{0,43} (d_{вн}/D_{зм})^{0,21} (Pr_{пот}/Pr_{ст})^{0,25}. \quad (10.13)$$

При турбулентном течении с макровихрями в диапазонах изменения чисел $Re = 8 \cdot 10^3 + 7 \cdot 10^4$, $D_{зм}/d_{вн} = 6,2 + 104$ теплоотдача

$$Nu_{\text{пот}} = 0,0266[Re_{\text{пот}}^{0,85}(d_{\text{вн}}/D_{\text{зм}})^{0,15} + 0,225(D_{\text{зм}}/d_{\text{вн}})^{1,55}]Pr_{\text{пот}}^{0,4} \quad (10.14)$$

а в диапазонах изменения чисел $Re > Re_{k2} = 150 \cdot 10^3$,

$$\frac{D_{\text{зм}}}{d_{\text{вн}}} = 5 + 20$$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = \overline{Nu}_{\text{гл}}[1 + 0,045Re_{\text{пот}}^{0,3}(d_{\text{вн}}/D_{\text{зм}})^{0,75}], \quad (10.15)$$

где $\overline{Nu}_{\text{гл}}$ — число Нуссельта, определяемое для прямой гладкой трубы по (10.6).

Расчеты по (10.15) показывают, что по сравнению с прямыми гладкими трубами коэффициент теплоотдачи в змеевиках может быть больше на 30 + 40% при прочих равных условиях. Заметим, однако, что одновременно с увеличением α на 30 + 40% гидравлическое сопротивление змеевиков возрастает по сравнению с прямыми гладкими трубами в 1,7 + 2,5 раза.

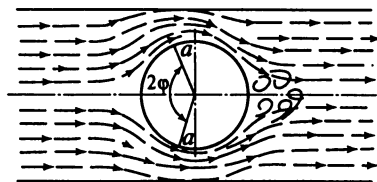
Близкие к приведенным количественные оценки эффекта интенсификации теплоотдачи и увеличения гидравлического сопротивления обеспечивают применение закрученных лент и шнеков в прямых каналах. К этому следует добавить, что одновременно с искажением профиля скорости происходит искажение температурного поля потока в винтовом канале. В результате действия центробежных сил на периферию винтовых вихрей, т.е. к стенкам канала отбрасывается более холодная жидкость, а в центре собирается более горячая с меньшей плотностью. Этот эффект способствует интенсификации теплоотдачи при нагреве и ухудшает ее при охлаждении потока.

При переходном и турбулентном режимах течения предпочтительны такие способы интенсификации теплоотдачи, которые приводят к соизмеримому росту гидравлического сопротивления. Другими словами, выработка турбулентности должна значительно превышать диссипацию энергии, которая возникает при распаде вихревых структур и приводит к росту гидравлического сопротивления, так как на подпитку ослабевающих вихрей нужен непрерывный подвод энергии извне.

10.3. Теплоотдача при поперечном омывании одиночной гладкой трубы и пучка труб

Рассмотрим схему движения жидкости при поперечном омывании круглого цилиндра при $Re > 5$ (рис. 10.6). На любой поверхности цилиндра (в пределах дуги $a - a$, соответствующей азимутальному углу φ) образуется ламинарный пограничный слой, который, имея минимальную толщину при $\varphi = 0$, по мере увеличения φ интенсивно развивается, достигая максимума толщины вблизи экваториального сечения ($\varphi = 90^\circ$). Здесь вследствие возрастания давления вдоль потока и подтормаживания жидкости

Рис. 10.6. Обтекание одиночного цилиндра



твёрдой стенкой возникает возвратное движение жидкости, которое оттесняет пограничный слой от твёрдой поверхности, обуславливая его отрыв и образование вихревых структур в кормовой зоне цилиндрического тела. Сложная гидродинамическая обстановка определяет переменность значения коэффициента теплоотдачи по периметру цилиндра.

График изменения числа Nu по периметру (для различных значений числа Re) показан в полярных координатах на рис. 10.7. При значениях угла φ , соответствующих максимальной толщине пограничного слоя ($\varphi = 83 + 95^\circ$), значение числа Nu (а следовательно, коэффициент α) достигает минимума.

Максимум теплоотдачи приходится на зону в окрестности угла $\varphi = 0^\circ$ — здесь пограничный слой только формируется. При малых числах Re теплоотдача кормовой зоны невелика, но с возрастанием числа Re ее интенсивность увеличивается, и теплоотдача кормовой зоны может быть сопоставима с теплоотдачей лобовой части цилиндра. Рассмотренный режим течения жидкости может быть назван смешанным, поскольку набегающий поток воздействует на ламинарный пограничный слой, а кормовая часть трубы омывается интенсивным вихреобразным потоком. Такой характер течения наблюдается при $Re = 5 + 10^5$.

В случае существенной турбулентности набегающего потока, а также при числах $Re > 10^5 + 4 \cdot 10^5$ отрыв ламинарного пограничного слоя при $\varphi = 80 + 100^\circ$ не происходит, а ламинарное течение в пограничном слое переходит в турбулентное. Турбулентный слой отрывается от поверхности цилиндра при $\varphi \approx 140^\circ$. В связи с этим на кривой изменения α по φ наблюдается два минимума. Первый наблюдается в окрестности азимутального угла $\varphi \approx 90^\circ$ и соответствует максимальной толщине ламинарного пограничного слоя. Вслед за этим минимумом α резко возрастает, например, при больших числах Re он может увеличиться в 2–3 раза.

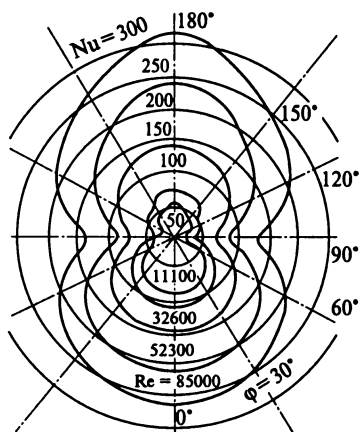


Рис. 10.7. Изменение коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра при различных числах Рейнольдса

Второй минимум соответствует подтормаживанию турбулентного пограничного слоя перед его отрывом. Очевидно, что здесь толщина слоя максимальная. Кормовая часть цилиндра, соответствующая $\varphi = 140 + 180^\circ$, омывается вихрями, имеющими сложную структуру. Коэффициент теплоотдачи здесь возрастает и может превзойти значения α при $\varphi = 0^\circ$. Ламинарное безотрывное течение жидкости по всему периметру цилиндра происходит при $Re \leq 5$.

В связи со сложным, а главное, зависимым от значения числа Re характером изменения коэффициента теплоотдачи по периметру цилиндрического тела в технических расчетах обычно используют средние по периметру значения $\bar{\alpha}$, определяемые для угла между направлением потока и осью цилиндра $\psi = 90^\circ$ (угла атаки) по следующим формулам:

при $Re = 5 + 10^3$

$$\bar{Nu}_{\text{пот}} = 0,5 Re_{\text{пот}}^{0,5} Pr_{\text{пот}}^{0,38} (Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}; \quad (10.16)$$

при $Re = 1 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^5$

$$\bar{Nu}_{\text{пот}} = 0,25 Re_{\text{пот}}^{0,6} Pr_{\text{пот}}^{0,38} (Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (10.17)$$

За определяющий линейный размер в формулах принимают наружный диаметр труб.

При уменьшении угла атаки ψ интенсивность теплоотдачи уменьшается. Для ориентировочных оценок при $\psi = 30 + 90^\circ$ можно использовать зависимость

$$\bar{\alpha}_\psi = \bar{\alpha}_{\psi=90^\circ} (1 - 0,54 \cos^2 \psi),$$

где $\bar{\alpha}_\psi$, $\bar{\alpha}_{\psi=90^\circ}$ – средние по периметру трубы коэффициенты теплоотдачи соответственно при $\psi < 90^\circ$ и $\psi = 90^\circ$.

И без того сложная гидродинамическая картина обтекания одиночного цилиндра (трубы) становится еще сложнее при обтекании пучка круглых труб. В этом случае влияние на число Nu оказывает схема расположения труб в пучке, поперечный шаг s_1 , продольный шаг s_2 и число рядов труб z_p (рис. 10.8). Характеристиками пучка считают относительный шаг $\sigma_1 = s_1/d$ и относительный продольный шаг $\sigma_2 = s_2/d$.

При течении потока теплоносителя в межтрубном пространстве поперечно обтекаемого пучка можно выделить также ламинарный, смешанный и турбулентный режимы. Наиболее изучен смешанный режим омывания и теплоотдачи, имеющий место при $Re = 10^3 + 10^5$. При этом в межтрубном пространстве движется турбулентный поток, а пограничный слой, формирующийся на лобовой части каждой трубы, имеет ламинарную структуру.

На рис. 10.9 показано изменение по периметру трубы локального коэффициента теплоотдачи в зависимости от угла φ для 1-го, 2-го и последующих рядов 7-рядного коридорного и шахматного пучков при сме-

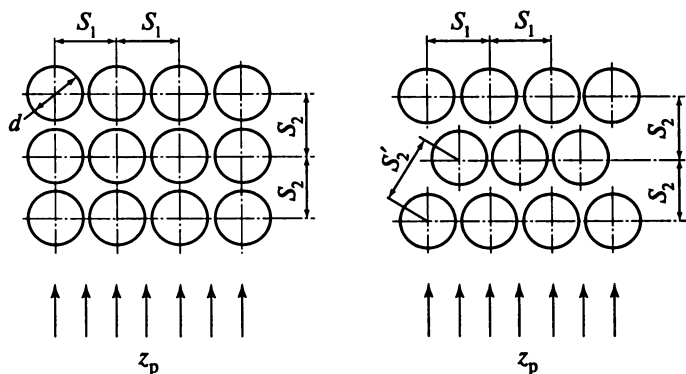


Рис. 10.8. Схемы расположения труб в коридорных (а) и шахматных (б) пучках

шанном режиме течения. По оси абсцисс отложен азимутальный угол φ , отсчитанный от лобовой образующей, а по оси ординат – отношение $\alpha_\varphi/\bar{\alpha}$, где α_φ – значение локального коэффициента теплоотдачи; $\bar{\alpha}$ – среднее по периметру значение коэффициента теплоотдачи.

Из рассмотрения кривых на рис. 10.9 следует, что α_φ для всех рядов шахматного пучка достигает максимума при $\varphi = 0^\circ$, т.е. на лобовой по-

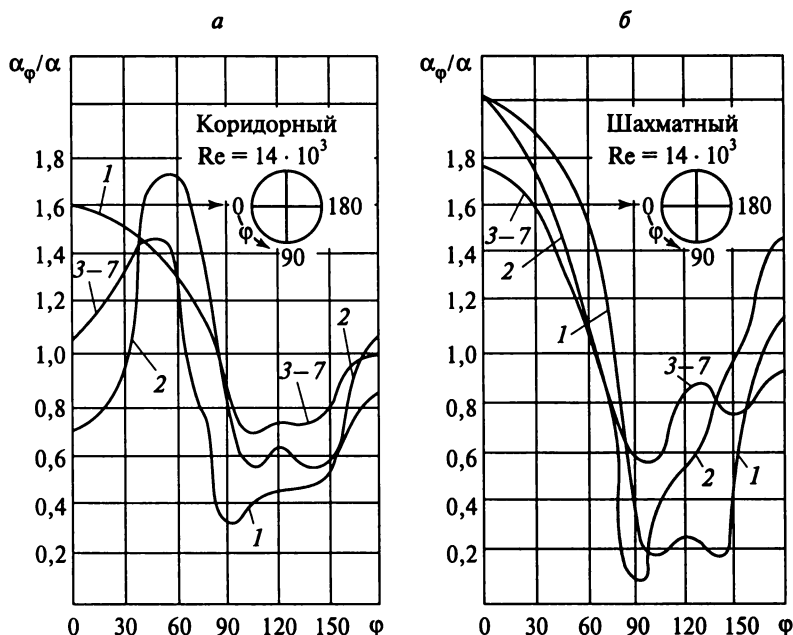


Рис. 10.9. Изменение теплоотдачи по окружности труб для различных рядов в коридорных (а) и шахматных (б) пучках

верхности трубы в месте удара набегающего потока о ее поверхность. То же наблюдается и для 1-го ряда коридорного пучка. Таким образом, во всех рядах шахматного пучка и в 1-м ряду коридорного пучка изменение локального коэффициента теплоотдачи по окружности трубы подчинено принципиально той же закономерности, что и для одиночной трубы.

Для 2-го и последующих рядов коридорного пучка максимальные значения α_ϕ соответствуют азимутальным углам $\phi \approx 50 + 60^\circ$ и $\phi \approx 300 + 310^\circ$. Это объясняется тем, что поток теплоносителя, расширяющийся после местного сужения в просвете между трубами предыдущего ряда, встречается с поверхностью трубы последующего ряда именно в указанных зонах, разрушая формирующийся там пограничный слой.

Из рассмотрения тех же кривых следует, что средний по периметру коэффициент теплоотдачи 2-го и особенно 3-го рядов больше коэффициента теплоотдачи 1-го ряда в связи с большей степенью турбулентности потока. После 3-го ряда режим движения потока практически стабилизируется, вследствие чего средний по периметру коэффициент теплоотдачи всех последующих рядов остается одинаковым и равным коэффициенту теплоотдачи 3-го ряда.

Коэффициент теплоотдачи в пучках труб зависит от размеров поперечного и продольного шагов. При смешанном режиме течения коэффициент теплоотдачи глубинных рядов коридорных пучков труб уменьшается при увеличении s_2/d . Для шахматных пучков при $s_1/s_2 < 2$ интенсивность теплоотдачи увеличивается с ростом шага σ_1 и уменьшением шага σ_2 . Многочисленные экспериментальные данные обобщены, и в итоге рекомендованы уравнения подобия для определения $\bar{\alpha}$ в 3-м и последующих глубинных рядах пучков.

Шахматные пучки:

при $Re < 10^3$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,6 Re_{\text{пот}}^{0,5} Pr_{\text{пот}}^{0,36} c_r; \quad (10.18)$$

при $Re_{\text{пот}} = 10^3 + 2 \cdot 10^5$ и $s_1/s_2 < 2$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,35 (s_1/s_2)^{0,2} Re_{\text{пот}}^{0,6} Pr_{\text{пот}}^{0,36} c_r; \quad (10.19)$$

при $Re_{\text{пот}} = 10^3 + 2 \cdot 10^5$ и $s_1/s_2 \geq 2$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,4 Re_{\text{пот}}^{0,6} Pr_{\text{пот}}^{0,36} c_r; \quad (10.20)$$

при $Re_{\text{пот}} = 10^3 + 2 \cdot 10^5$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,021 Re_{\text{пот}}^{0,84} Pr_{\text{пот}}^{0,36} c_r \quad (10.21)$$

Коридорные пучки:

при $Re < 10^3$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,52 Re_{\text{пот}}^{0,5} Pr_{\text{пот}}^{0,36} c_r; \quad (10.22)$$

$$\text{при } Re_{\text{пот}} = 10^3 + 2 \cdot 10^5.$$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,27 Re_{\text{пот}}^{0,63} Pr_{\text{пот}}^{0,36} c_r; \quad (10.23)$$

$$\text{при } Re_{\text{пот}} > 2 \cdot 10^5$$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,02 Re_{\text{пот}}^{0,84} Pr_{\text{пот}}^{0,36} c_r \quad (10.24)$$

В уравнениях (10.18)–(10.24) определяющий размер – наружный диаметр труб, температурный фактор $c_r = (Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}$, для газов $c_r = 1$. Скорость теплоносителя определяют в сжатом сечении пучка (самом узком сечении ряда). Для шахматных пучков это сечение часто определяют по диагональному шагу $s'_2 = \sqrt{0,25(s_1^2 + s_2^2)}$.

Коэффициент теплоотдачи труб 1-го ряда принимают равным 0,6 от найденного значения $\bar{\alpha}$ для 3-го ряда. Для труб 2-го ряда при их шахматном расположении поправочный коэффициент равен 0,7, а для коридорного пучка принят равным 0,9 от значения $\bar{\alpha}$ для 3-го ряда.

Средний коэффициент теплоотдачи для всего пучка, состоящего из z_p рядов, определяют по формуле усреднения

$$\alpha_{\text{пуч}} = \frac{A_1 \bar{\alpha}_1 + A_2 \bar{\alpha}_2 + \dots + A_{z_p} \bar{\alpha}_{z_p}}{A_1 + A_2 + \dots + A_{z_p}}, \quad (10.25)$$

где $A_1, A_2, \dots, A_{z_p}$ – площади наружных поверхностей соответственно 1-го, 2-го и z -го рядов труб;

$\bar{\alpha}_1, \bar{\alpha}_2, \dots, \bar{\alpha}_{z_p}$ – коэффициенты теплоотдачи соответственно 1-го, 2-го и z -го рядов труб.

Часто пучок состоит из труб одинакового диаметра и одинаковой длины. В этом случае для пучка с шахматным расположением труб

$$\bar{\alpha}_{\text{ср.ш}} = \frac{z - 0,7}{z} \bar{\alpha}, \quad (10.26)$$

для коридорного пучка

$$\bar{\alpha}_{\text{ср.ш}} = \frac{z - 0,5}{z} \bar{\alpha}, \quad (10.27)$$

где $\bar{\alpha}$ – коэффициент теплоотдачи 3-го ряда, определяемый по (10.18)–(10.24).

Если набегающий на пучок труб поток значительно турбулизирован (например, в результате резкого расширения после вентилятора или насоса), то коэффициент теплоотдачи может приниматься одинаковым для всех рядов труб.

Гладкотрубные пучки, широко применяемые в судовых теплообменных аппаратах, удобны в эксплуатации, потому что их легко очищать от загрязняющих отложений, они редко выходят из строя и имеют низкое гидравлическое сопротивление.

10.4. Особенности расчета коэффициента теплоотдачи при поперечном омывании пучка оребренных труб

Существенным недостатком гладкотрубных теплообменников являются невысокие коэффициенты теплоотдачи в межтрубном пространстве, особенно при течении там газов и вязких жидкостей, что влечет за собой увеличение габаритных размеров и массы аппаратов для обеспечения требуемых тепловых потоков.

Компактные теплообменники можно сконструировать из пучков, скомпонованных из оребренных труб. Наиболее часто используют круглые и овальные трубы с прямоугольными поперечными ребрами (рис. 10.10, а), с круглыми поперечными ребрами (рис. 10.10, б), круглые, плоские или овальные трубы с коллективным оребрением пластинами (рис. 10.10, в). В последнем случае трубы пропускают через множество параллельных собирающих пластин, которые одновременно служат и ребрами. Места соединения пластин и труб для лучшего контакта лудят или оцинковывают. Применяют также круглые трубы с непрерывным спиральным оребрением (рис. 10.10, з), которое выполняют навивкой ленты с последующей пайкой или винтовой накаткой. В ряде теплообменных аппаратов применяют проволочное оребрение (рис. 10.10, д). Из медной или стальной проволоки диаметром 0,5–0,7 мм формируют петли, рас-

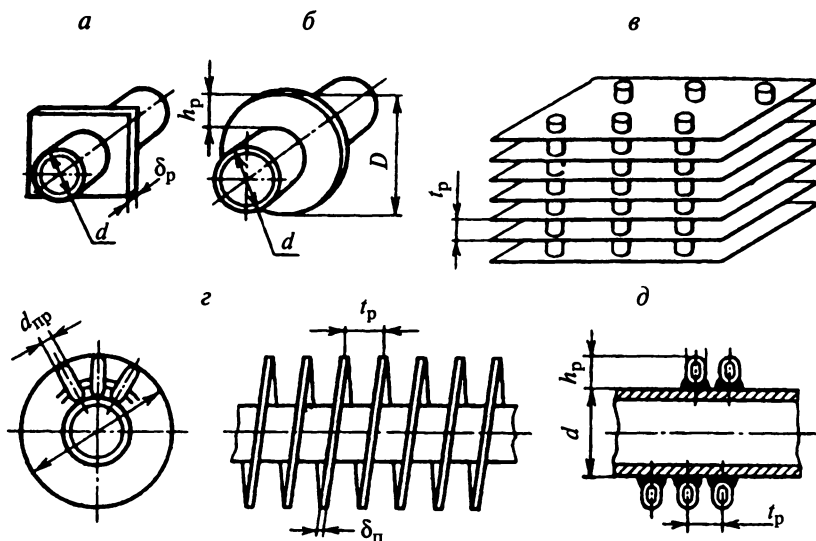


Рис. 10.10. Трубы с оребрением:

а, б, в — соответственно прямоугольные, круглые и сплошные поперечные ребра; з — спиральные ребра; д — проволочное оребрение (две проекции)

полагающиеся по винтовой линии на наружной поверхности трубы. Положение петель фиксируется проволокой.

Теплообмен при поперечном омывании пучка ребристых труб зависит не только от компоновки труб в пучке (коридорная или шахматная), но и от формы и высоты ребра h_p , а также шага t_p между ними. С увеличением высоты ребер вследствие снижения их тепловой эффективности коэффициент теплоотдачи понижается. Установлено, что в потоках вязких жидкостей наиболее эффективна малая высота ребер. Однако для газов повышение коэффициента теплоотдачи с уменьшением высоты ребер в большинстве случаев не компенсирует уменьшение поверхности теплообмена. Размер шага между ребрами в диапазоне $t_p = (0,2 + 0,4)d$ (здесь d – несущий диаметр трубы), считается оптимальным. Уменьшение t_p приводит к уменьшению среднего коэффициента $\bar{\alpha}$, так как у основания ребер образуются зоны со слабой циркуляцией потока. При выборе t_p необходимо учитывать условия очистки поверхности и технологии изготовления.

Для газов и воздуха можно принимать высоту ребер равной $(0,4 + 0,8)d$, причем меньшие значения рекомендованы для труб с $d < 0,015$ м.

На интенсивность теплоотдачи в пучках оребренных труб значительное влияние оказывают толщина и материал ребра. При изменении высоты ребра от 5 до 16 мм его оптимальная средняя толщина δ_p с точки зрения роста коэффициента теплоотдачи составляет 0,5 мм, дальнейшее увеличение δ_p приводит к ухудшению массовых показателей. Рост коэффициента теплоотдачи в межтрубном пространстве поперечно обтекаемых пучков оребренных труб замедляется при достижении значений теплопроводности материала ребра $\lambda_p = 140$ Вт/(м·К), но скорость возрастания $\bar{\alpha}$ при увеличении Re тем больше, чем больше λ_p .

Увеличение числа заходов винтовой линии накатных ребер от одного до трех не влияет на теплоотдачу и гидравлическое сопротивление. Причиной этого являются малые углы наклона винтовой линии накатных ребер, что обеспечивает практически одинаковую теплоотдачу труб с круглыми поперечными ребрами и накатным оребрением.

Экспериментальное исследование теплоотдачи $\bar{\alpha}_{пр}$ в пучках оребренных труб связано с большими трудностями при определении температурных полей собственно ребер. Поэтому с целью упростить технику эксперимента введено понятие *о приведенном коэффициенте теплоотдачи* $\bar{\alpha}_{пр}$ в межтрубном пространстве, смысл которого становится ясным, когда описывают технику эксперимента и оребренную поверхность для расчета сводят к равновеликой гладкой, а действительные условия эксперимента заменяют фиктивными, хотя и эквивалентными по суммарным результатам.

Именно значения $\bar{\alpha}_{пр}$ используют в расчетах компактных теплообменников, но уравнения подобия, выведенные для определения $\bar{\alpha}_{пр}$,

имеют ограниченное применение, поскольку справедливы только для тех условий, в которых проводился эксперимент, т.е. для ребер той же конфигурации, изготовленных из того же материала, омываемых той же средой, что и непосредственно в эксперименте.

Для того чтобы результаты единичного эксперимента можно было обобщить и распространить на целый ряд сходных по своей физической природе явлений, используют *конвективные коэффициенты теплоотдачи* $\bar{\alpha}_k$, которые не учитывают термическое сопротивление собственно ребер. Если при экспериментальном определении $\bar{\alpha}_{пр}$ тепловой поток относят к температурному напору между теплоносителем и гладкой стенкой трубы у основания ребра, то при определении α_k должна быть использована разность между температурой теплоносителя и осредненной температурой оребренных и неоребренных поверхностей трубы. Понятно, что измерение температурных полей ребер и межреберных промежутков технически неосуществимо, поэтому конвективные коэффициенты теплоотдачи рассчитывают по формуле

$$\bar{\alpha}_k = \frac{\alpha_{пр}}{\frac{A_p}{A_n} E_p + \frac{A_{тр}}{A_n}}, \quad (10.28)$$

где A_p — площадь поверхности собственно ребер на единице длины трубы; E_p — коэффициент эффективности ребер, характеризующий их термическое сопротивление; E_p определяют как отношение теплового потока, проходящего через оребренную поверхность, к тому тепловому потоку, который мог бы проходить эту же поверхность в случае идеальной теплопроводности ребер $\lambda_p \rightarrow \infty$; A_n — площадь полной поверхности оребренной трубы на единице ее длины; $A_n = A_p + A_{тр}$; $A_{тр}$ — площадь поверхности межреберных промежутков на единице длины трубы.

Знаменатель в (10.28) характеризует эффективность полной поверхности теплообмена — средневзвешенное значение между E_p и эффективностью неоребренной части трубы, которая принимается равной единице.

При расчете конкретных конструкций оребренных труб в (10.28) вводят ряд поправочных коэффициентов, учитывающих неоднородность температурного поля ребер, их форму и т.д. Например, взаимосвязь конвективного $\bar{\alpha}_k$ и приведенного $\bar{\alpha}_{пр}$ коэффициентов теплоотдачи труб с круглыми поперечными или спиральными ребрами выражается уравнением

$$\bar{\alpha}_{пр} = \bar{\alpha}_k \left(\frac{A_p}{A_n} E_p \mu' \psi_{ор} + \frac{A_{тр}}{A_n} \right), \quad (10.29)$$

где μ' — коэффициент уширения ребра к основанию, для ребер одинаковой толщины по высоте $\mu' = 1$, для трапецидальных ребер, которые

обычно получаются при винтовой накатке,

$$\mu' = 1 + (1 - \sqrt{\delta_2/\delta_1})mh'_p/8,56.$$

Здесь δ_2 и δ_1 – толщины ребер соответственно у вершины и основания;

m – безразмерный комплекс; $m = \sqrt{\frac{2\alpha_k}{\lambda_p \delta_p}}$ (здесь δ_p – толщина ре-

бра); h'_p – уточненная высота ребра; $h'_p = h_p + \delta_p/2$; ψ_{op} – поправочный коэффициент, учитывающий неравномерность теплоотдачи по поверхности ребра; для $mh'_p = 0,1 + 3,7$ коэффициент $\psi_{op} = 1 - 0,058mh'_p$.

Коэффициенты эффективности ребер определяют в зависимости от их формы. Для прямоугольных ограниченных ребер

$$E_p = \frac{th(mh'_p)}{mh'_p}. \quad (10.30)$$

Уравнение (10.30) часто используют для расчета эффективности труб, оребренных проволоочной спиралью, в этом случае толщина проволоки

$$\delta_n = d_{np}; \quad h'_p = h_p + (u_{np} - d_{np})/2,$$

где d_{np} – диаметр проволоки; u_{np} – ширина спирали.

Для круглых поперечных ребер постоянной толщины

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{2}{U_b[1 - (U_c/U_b)^2]} \left[\frac{I_1(U_b) - \beta_{op}K_1(U_b)}{I_0(U_b) - \beta_{op}K_0(U_b)} \right]; \\ U_b &= \frac{mh'_p d}{D - d}; \quad U_c = \frac{U_b D}{d}; \quad \beta_{op} = I_1(U_c)/K_1(U_c), \end{aligned} \right\} \quad (10.31)$$

где I_0, I_1 – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков; K_0, K_1 – то же, второго рода; D – наружный диаметр ребер.

Коэффициент эффективности винтовых ребер E_p треугольного профиля описан в специальной литературе, но для его определения могут быть использованы формула (10.31), обеспечивающая достаточную для практики точность расчетов, или график (рис. 10.11).

Далее приведены уравнения для расчета конвективных коэффициентов теплоотдачи в глубинных рядах пучков оребренных труб при поперечном омывании их потоком жидкости или газа. Эти уравнения получены в результате обобщения большого числа экспериментальных данных.

Шахматные пучки из труб, оребренных круглыми поперечными ребрами или винтовой накаткой:

при $Re < 2 \cdot 10^3$

$$\overline{Nu}_{пот} = 2,807 Re_{пот}^{0,454} \beta_s^{0,1} \phi_{op}^{-0,5} Pr_{пот}^{0,33} c_p, \quad (10.32)$$

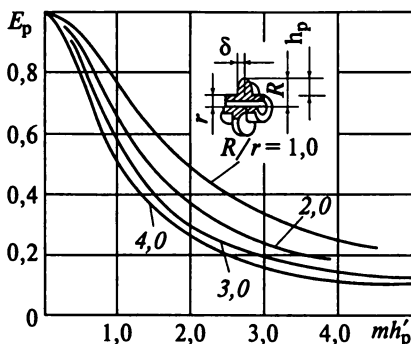


Рис. 10.11. Коэффициент эффективности круглых поперечных ребер трапецеидального или треугольного профиля

где β_s – параметр шаговых отношений, $\beta_s = (s_1 - d)/(s'_2 - d)$; ϕ_{op} – коэффициент оребрения; $\phi_{op} = A_p/(2\pi dL)$ (здесь L – длина трубы, используемая и при определении A_p);

при $Re = 2 \cdot 10^3 + 3,7 \cdot 10^5$

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,36 Re_{пот}^n \beta_s^{0,1} \phi_{op}^{-0,5} Pr_{пот}^{0,33} c_r \quad (10.33)$$

Определяющий линейный размер, используемый в (10.32) и (10.33),

$$l = \frac{A_{тр}}{A_n} d + \frac{A_p}{A_n} \sqrt{\frac{A'_p}{2n_p}}, \quad (10.34)$$

где A'_p – площадь поверхности боковых сторон всех ребер на единице длины трубы без учета поверхности торцов ребер; n_p – число ребер на единице длины трубы, использованной при расчете.

Уравнения (10.32) и (10.33) применимы при $l = (12 + 178) \cdot 10^{-3}$ м; $\beta_s = 0,46 + 2,2$; $\phi_{op} = 1 + 22$.

Коридорные пучки из труб, оребренных круглыми поперечными ребрами или винтовой накаткой:

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,2 c_s \phi_{op}^{-0,7} Re_{пот}^n Pr_{пот}^{0,33} c_r \quad (10.35)$$

Здесь $c_s = [1 + (2\sigma_1 - 3)(1 - 0,5\sigma_2)^3]^{-2}$; $n = 0,65 \phi_{op}^{0,07}$.

Формула применима при $Re = 2 \cdot 10^3 + 3,7 \cdot 10^5$; $l = (27 + 178) \cdot 10^{-3}$ м; $\phi_{op} = 1 + 18,5$.

В (10.32), (10.33) и (10.35) для жидкостей $c_t = (Pr_{пот}/Pr_{ст})^{0,25}$, для газов $c_t = 1$.

При расчете теплоотдачи в малорядных пучках ($z_p \leq 4$) в эти уравнения вводится сомножителем поправочный коэффициент c_z , который можно оценить с помощью следующих аппроксимаций.

Шахматные пучки: $c_z = 0,678 + 0,15z_p - 0,0182z_p^2$.

Коридорные пучки:

при $Re_{пот} = 10^4 + 5 \cdot 10^4$ коэффициент $c_z = 1,892 - 0,308z_p - 0,187 \cdot 10^{-4} Re_{пот} + 0,0257z_p^2 + 0,819 \cdot 10^{-10} Re_{пот}^2 + 0,322 \cdot 10^{-5} z_p Re_{пот}$;

при $Re_{\text{пот}} > 5 \cdot 10^4$ коэффициент $c_z = 1$.

Уравнения подобия для расчета конвективных коэффициентов теплоотдачи в пучках труб с коллективным, проволочным или продольным пластинчатым оребрением, штыревыми ребрами круглого и эллиптического сечений, плавниковыми или полизональными ребрами, гофрированным ленточным оребрением, а также пластинчато-ребристых поверхностей приведены в специальной литературе.

10.5. Теплоотдача при свободном движении

Если в жидкость достаточно большого объема ввести нагретое тело, то внутри такого пространства возникнет естественная конвекция. В этом случае жидкость приходит в движение, обусловленное только наличием температурного поля. Такое движение жидкости называется свободным.

Причиной возникновения циркуляционных токов является различие в плотностях неодинаково нагретой жидкости.

Частицы жидкости, нагреваясь, стремятся под действием возникающей подъемной силы подняться вверх, а на их место подходят холодные частицы из окружающего пространства.

Рассмотрим теплообмен в свободном потоке жидкости неограниченного объема. Под неограниченным понимают объем, размеры которого настолько велики, что тепловое возмущение не распространяется на весь объем. Примерами теплообмена в свободном потоке жидкости неограниченного объема являются естественное охлаждение паропровода, нагревание воздуха помещений отопительными приборами, нагревание воды в больших емкостях.

Характерная схема свободного движения вдоль нагретой вертикальной трубы или плиты показана на рис. 10.12. В пограничном слое нижней части трубы в восходящем потоке устанавливается ламинарный режим движения *II*. Толщина ламинарного слоя в направлении потока постепенно увеличивается. На некотором расстоянии от нижней кромки трубы ламинарный слой начинает разрушаться и возникает переходный режим. Далее, на высоте h и выше в слое устанавливается развитый турбулентный режим *I*, при этом в непосредственной близости от поверхности стенки формируется вязкий подслой. В соответствии с

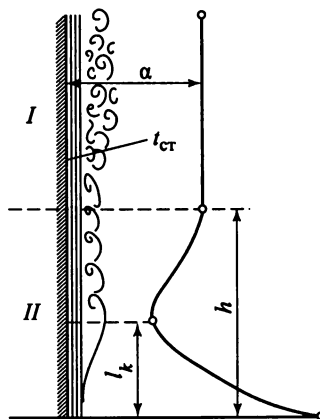


Рис. 10.12. Изменение коэффициента теплоотдачи по высоте пластины при свободном движении среды

характером свободного движения изменяется и коэффициент теплоотдачи α вдоль трубы. В области ламинарного слоя локальное значение α по высоте трубы уменьшается в связи с утолщением ламинарного слоя и достигает минимума там, где толщина ламинарного слоя достигает максимума. Затем коэффициент α постепенно возрастая, принимает постоянное значение в области развитого турбулентного слоя.

Когда размеры тела по высоте незначительны, то ламинарный характер потока может сохраняться на всем протяжении пограничного слоя у поверхности тела.

Для области ламинарного режима $10^3 < (GrPr)_{\text{пот}} < 10^9$ при свободном движении жидкости вдоль вертикальной поверхности (трубы, пластины) конвективный теплообмен подчиняется следующей зависимости:

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,76(GrPr)_{\text{пот}}^{0,25}(Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (10.36)$$

Переход от ламинарного к турбулентному режиму движения происходит на некотором расстоянии l_k от начала поверхности. Для воздуха расстояние

$$l_k \approx 1,89\Delta t^{-1/3}, \quad (10.37)$$

где Δt — разность между температурой поверхности $t_{\text{ст}}$ и температурой жидкости, омывающей эту поверхность.

Уравнение подобия в области турбулентного режима при $(GrPr)_{\text{пот}} \geq 10^9$ имеет вид:

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,15(GrPr)_{\text{пот}}^{0,33}(Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (10.38)$$

В приведенных уравнениях в качестве определяющей температуры принимается температура окружающей среды, а в качестве определяющего линейного размера — высота плиты или трубы h .

Применительно к воздуху или другому двухатомному газу приведенные формулы упрощаются ($Pr = 0,71$; $Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}} = 1$):

$$\begin{aligned} \text{для ламинарного режима } \overline{Nu}_{\text{пот}} &= 0,7Gr_{\text{пот}}^{0,25}; \\ \text{для турбулентного режима } \overline{Nu}_{\text{пот}} &= 0,132Gr_{\text{пот}}^{0,33}. \end{aligned}$$

Для расчета теплоотдачи горизонтальной плиты может быть использована критериальная зависимость для вертикальной плиты. При этом, если теплоотдающая поверхность плиты обращена вниз, полученное по этому уравнению значение теплоотдачи следует уменьшить на 30%, а если вверх, то увеличить на 30%. В качестве определяющего линейного размера принимается длина меньшей стороны плиты.

Для горизонтальных труб уравнение подобия имеет вид:

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,5(GrPr)_{\text{пот}}^{0,25}(Pr_{\text{пот}}/Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (10.39)$$

В качестве определяющего линейного размера для горизонтальных труб применяется наружный диаметр. В малом (ограниченном) про-

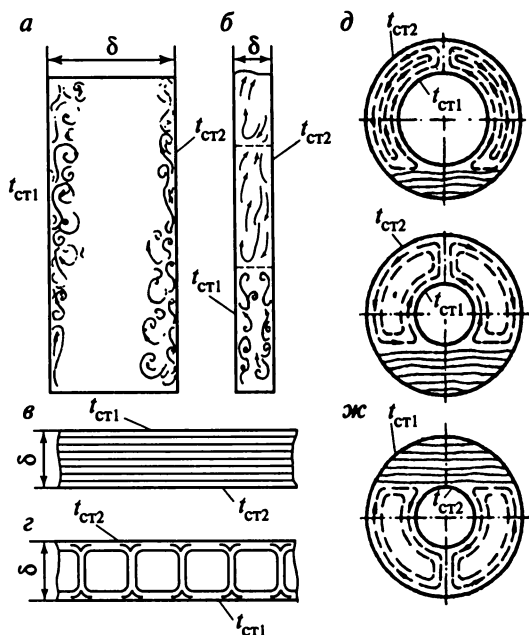


Рис. 10.13. Циркуляция жидкости в ограниченном замкнутом пространстве

пространстве на характер свободного потока будут оказывать влияние температурное состояние поверхностей, форма и размеры пространства.

В вертикальных каналах в зависимости от расстояния δ между стенками характер циркуляции жидкости неодинаков (рис. 10.13). В широких каналах восходящие и нисходящие потоки движутся без помех (рис. 10.13, а). В узких каналах вследствие взаимных помех возникают циркуляционные контуры, размеры которых зависят от ширины канала и температурных перепадов $\Delta t_{ст}$ (рис. 10.13, б).

В горизонтальных каналах характер движения жидкости зависит от положения нагретых и холодных поверхностей и расстояния (прослойки) между ними. При верхнем расположении нагретой поверхности циркуляция в канале будет отсутствовать (рис. 10.13, в). При нижнем расположении нагретой поверхности в канале возникают чередующиеся восходящие и нисходящие потоки (рис. 10.13, г).

В горизонтальных цилиндрических каналах характер циркуляции жидкости зависит от соотношения диаметров и положения нагретых поверхностей. На рис. 10.13, д показана схема движения при небольшом соотношении диаметров с внутренней горячей поверхностью, а на рис. 10.13, е — при большом соотношении диаметров. Схема циркуляции потоков при нагретой наружной трубе показана на рис. 10.13, ж.

Из-за сложности процесса, протекающего в замкнутом пространстве, определить коэффициент теплоотдачи с учетом особенностей циркуляции не всегда возможно. Поэтому на практике расчет коэффициента теплоотдачи в ограниченном объеме сводится к определению эквивалентной теплопроводности

$$\lambda_{\text{экв}} = \epsilon_k \lambda, \quad (10.40)$$

где ϵ_k – поправочный коэффициент, учитывающий свободную конвекцию в прослойке, является функцией числа $Ra = GrPr$, λ – теплопроводность среды, заполняющей прослойку.

Зная эквивалентную теплопроводность прослойки δ , условно по формулам теплопроводности вычисляют среднюю плотность теплового потока. Для плоского канала плотность теплового потока

$$q = \lambda_{\text{экв}}(t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}})/\delta.$$

Коэффициент ϵ_k для области значений числа $Ra > 10^3$

$$\epsilon_k = 0,18Ra^{0,25}.$$

В качестве определяющего линейного размера принимают толщину прослойки δ , определяющей температуры – среднюю температуру жидкости: $t_T = 0,5(t_{\text{ст1}} + t_{\text{ст2}})$.

10.6. Теплообмен при кипении жидкости

Рассмотрим процесс теплоотдачи при кипении жидкости (переход из жидкой фазы в газообразную) и при конденсации пара (обратный переход пара в жидкую фазу). Начнем с рассмотрения теплоотдачи при кипении жидкости. Предварительно остановимся на некоторых особенностях процесса, поясняющих механизм теплоотдачи при кипении жидкости.

В курсе термодинамики при изучении процесса парообразования (и конденсации) принималось, что обе фазы в процессе изменения агрегатного состояния жидкости находятся при одинаковой температуре насыщения t_s , однозначно определяемой их давлением p_s .

Однако процесс парообразования связан с подводом теплоты, а для возникновения теплового потока, как известно, необходимо наличие температурного градиента. Поэтому на границе раздела фаз должна существовать некоторая разность температур. Опыт подтверждает, что кипящая жидкость всегда несколько перегрета и на границе раздела фаз устанавливается небольшая разность температур $\Delta t = t_{\text{ж}} - t_s$ тем большая, чем интенсивнее происходит процесс парообразования (для воды при атмосферных условиях $\Delta t = 0,4 + 0,8$ °C).

В кипящей жидкости устанавливается вполне определенное температурное поле, зависящее от условий теплообмена между фазами (паром и

водой) и от условий теплообмена с окружающей средой, в том числе и с поверхностью нагрева. На рис. 10.14 показан полученный опытным путем график распределения температур в толще кипящей воды в зависимости от расстояния l от поверхности нагрева (процесс протекает при атмосферном давлении и подогреве воды снизу).

Из графика видно, что температура жидкости $t_{\text{ж}}$ не сохраняет постоянного значения, а изменяется, повышаясь по мере приближения к поверхности нагрева.

У самой поверхности нагрева частицы жидкости имеют температуру, равную температуре стенки $t_{\text{ст}}$, и здесь перегрев жидкости по сравнению с температурой насыщения t_s , наибольший: $\Delta t_{\text{ст}} = t_{\text{ст}} - t_s$ ($\Delta t_{\text{ст}}$ может достигнуть значения в 25 °C).

Установлено, что пузырьки пара образуются только на поверхности нагрева, где перегрев жидкости, как указано, достигает наибольшего значения, и зарождаются они только в отдельных точках обогреваемой поверхности, называемых центрами парообразования. Центрами парообразования являются пузырьки газа, адсорбированные поверхностью, неровности самой поверхности (микротрещины) и т.п. Чем больше действующих центров парообразования, тем интенсивнее протекает процесс парообразования.

Давление насыщенных паров над вогнутой частью поверхности раздела фаз больше, чем над выпуклой. В условиях равновесия разность этих давлений согласно формуле Лапласа уравнивается давлением, создаваемым поверхностным натяжением. Применительно к сферическому пузырьку пара радиуса r разность давлений

$$\Delta p = p - p_s = \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''}, \quad (10.41)$$

где p — давление внутри пузырька пара, Па; p_s — давление насыщения над плоской поверхностью, Па; ρ' и ρ'' — плотности соответственно жидкости и сухого насыщенного пара, кг/м³; σ — поверхностное натяжение жидкости, Н·м.

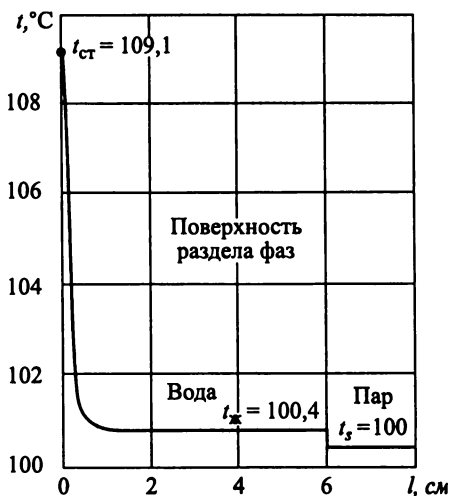


Рис. 10.14. Распределение температур в объеме кипящей жидкости

Так как $p > p_s$, то и температура насыщения t_r внутри пузырька пара выше температуры насыщения t_s над плоской поверхностью при давлении жидкой фазы. Температура насыщения t_s является для данной жидкости функцией давления $t_s = f(p)$.

Следовательно,

$$t_r = t_s + \frac{dt_s}{dp_s} \Delta p = t_s + \frac{dt_s}{dp_s} \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''}. \quad (10.42)$$

Обозначив $t_r - t_s = \Delta t_r$, получим из (10.41)

$$r = \frac{2\sigma}{\Delta t_r} \frac{dt_s}{dp_s} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''}. \quad (10.43)$$

Из (10.43) следует, что чем выше перегрев жидкости Δt_r , тем меньше радиус пузырька пара r . Это показывает, что зарождение пузырьков пара происходит на поверхности нагрева, где Δt_r достигает максимума: $\Delta t_r = \Delta t_{\text{ст}} = t_{\text{ст}} - t_s$, а зародившиеся пузырьки пара (центры парообразования) имеют минимальный радиус r_{min} .

По (10.43) при $\Delta t_r = \Delta t_{\text{ст}}$ определяется наименьший возможный радиус пузырька пара. При $r < r_{\text{min}}$ давление внутри пузырька больше равновесного и, следовательно, пузырьки пара при $r < r_{\text{min}}$ не могут существовать.

Опытом также установлено, что чем меньше радиус зарождающегося пузырька пара, т.е. чем больше перегрев жидкости, тем больше число действующих центров парообразования и тем интенсивнее протекает процесс парообразования.

Размер образовавшегося на поверхности нагрева пузырька пара радиуса r_{min} начинает увеличиваться, его размер в момент отрыва от поверхности значительно зависит от смачивающей способности жидкости. Если кипящая жидкость (например, вода, керосин) смачивает поверхность, то пузырек пара имеет тонкую ножку (рис. 10.15, а) и легко отрывается, а если поверхность не смачивается (например, ртуть), то пузырек имеет толстую ножку (рис. 10.15, б) и в связи с этим отрывается от поверхности с большим трудом, т.е. при достижении им большего объема. Размеры пузырька в момент отрыва от поверхности зависят от подъемной силы, действующей вверх, и силы поверхностного натяжения, прижимающей пузырек к поверхности, а также от динамического воздействия циркулирующего потока жидкости.

Смачивающая способность жидкости определяется краевым углом θ . Если $\theta < 90^\circ$, то жидкость считается смачивающей поверхность (для воды $\theta = 50^\circ$); при $\theta > 90^\circ$ считается, что жидкость несмачивающая.

В соответствии с изложенным можно считать, что пузырьки пара возникают именно в тех углублениях и впадинах микрошероховатости, где



Рис. 10.15. Образование парового пузырька у смачивающих (а) и несмачивающих (б) жидкостей

местные условия смачивания ухудшены, что вызывается неоднородностью материала поверхности, инородными включениями, загрязнением поверхности адсорбционными пленками масел и жиров, механическими напряжениями и т.д.

Оторвавшийся от поверхности пузырек пара всплывает в толще воды и, как показали специальные наблюдения, во много раз увеличивается в объеме вследствие интенсивного испарения окружающей жидкости в объеме пузырька. Последнее объясняется тем, что коэффициент теплоотдачи от воды к пару достигает значений $200\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Объем пузырька пара тем больше, чем выше перегрев жидкости и чем больше длительность всплытия пузырька.

10.7. Теплоотдача при кипении жидкости в большом объеме

Рассмотренный процесс развития в центрах парообразования отдельных пузырьков пара и их дальнейшего всплытия характерен для режима пузырькового кипения. В этом случае основная часть поверхности нагрева омывается жидкостью, причем жидкость, а в особенности находящаяся у поверхности нагрева, хорошо перемешивается благодаря отрыву и дальнейшему всплытию пузырьков пара. Поэтому между жидкостью и поверхностью нагрева происходит интенсивный теплообмен.

Учитывая, что площадь соприкосновения ножки пузырька пара по сравнению с площадью поверхности теплообмена весьма мала, а теплопроводность пара во много раз меньше теплопроводности жидкости, можно без особой погрешности принять, что при пузырьковом кипении вся теплота передается от поверхности нагрева к пристенному слою жидкости, затем конвекцией переходит к жидкости, заполняющей объем, и далее расходуется на испарение жидкости в пузырьках пара (это объясняет значительный рост пузырьков пара во время их всплытия).

Частота появления пузырьков в центрах парообразования и число действующих центров парообразования, как указывалось, зависят от температурного напора (перепада) $\Delta t_{\text{ст}}$, увеличиваясь с его ростом. В то же время $\Delta t_{\text{ст}}$, как это понятно, возрастает с увеличением поверхностной

плотности теплового потока q (отношения теплового потока к площади поверхности теплообмена). Поэтому при пузырьковом кипении с ростом $\Delta t_{\text{ст}}$ или с ростом поверхностной плотности теплового потока q интенсивность теплообмена увеличивается.

С увеличением q (или $\Delta t_{\text{ст}}$) число действующих центров парообразования непрерывно увеличивается и, наконец, их становится так много, что образующиеся пузырьки пара сливаются в один сплошной паровой слой — пленку. Эта пленка ввиду относительно малой теплопроводности пара изолирует поверхность нагрева от жидкости, и в связи с этим коэффициент теплоотдачи резко (в 20–30 раз) уменьшается, а напор $\Delta t_{\text{ст}}$ значительно возрастает. Такой режим кипения жидкости называется пленочным. Переходу от пузырькового кипения к пленочному соответствует так называемая критическая поверхностная плотность теплового потока.

На рис. 10.16 показаны графики изменения коэффициента теплоотдачи воды α (сплошная кривая) при кипении ее в пространстве большого объема и плотности теплового потока q (штриховая кривая) от температурного напора $\Delta t_{\text{ст}}$. Точка K при $\Delta t_{\text{ст}} = \Delta t_{\text{кр}}$ соответствует изменению режима кипения — наступлению пленочного кипения 2 после пузырькового 1.

Начальный участок кривой $\alpha = f(\Delta t_{\text{ст}})$ до точки A пролегает менее круто, чем участок AK . На участке до точки A (для воды $\Delta t_{\text{ст}} = 5^\circ\text{C}$ и $q = 6 \text{ кВт/м}^2$) перемешивающая роль пузырьков пара невелика, и коэффициент теплоотдачи в основном определяется естественной конвекцией жидкости. За точкой A движение жидкости становится более интен-

сивным (большим, чем при естественной конвекции в некипящей жидкости) вследствие перемешивающего влияния бурно образующихся пузырьков пара.

Знание значения критической плотности $q_{\text{к}}$ теплового потока при кипении жидкости имеет большое практическое применение при расчетах теплообменников с кипящей жидкостью (кипятильники, паровые котлы). В таких теплообменниках всегда должен быть обеспечен пузырьковый режим кипения, т.е. $q < q_{\text{к}}$.

Если поверхность не смачивается жидкостью, то при росте пузырька отрывается только его верхняя часть, а ножка остается на поверхности. В связи с этим получается почти сплошная

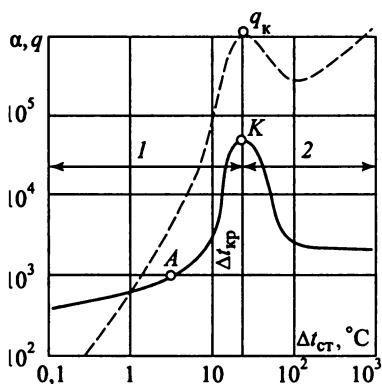


Рис. 10.16. Зависимость коэффициента теплоотдачи α и плотности теплового потока q от температурного напора $\Delta t_{\text{ст}}$ при кипении воды

паровая пленка, отделяющая жидкость от поверхности нагрева (явление, аналогичное переходу за $\Delta t_{\text{кр}}$ при пузырьковом кипении), и, естественно, в этом случае интенсивность процесса парообразования невелика.

При развитом пузырьковом кипении в большом объеме теплоотдача не зависит от формы и расположения теплоотдающей поверхности. В связи с этим ускорение поля тяжести практически не влияет на теплоотдачу. При этих условиях уравнение теплообмена для развитого пузырькового кипения может быть записано в следующем виде:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}_{\text{ж}}). \quad (10.44)$$

В (10.44) критерии соответственно равны:

$$\text{Nu} = \alpha l / \lambda_{\text{ж}}; \quad \text{Re} = w_{\text{кип}} l / \nu_{\text{ж}}; \quad \text{Pr}_{\text{ж}} = \nu_{\text{ж}} / a_{\text{ж}}.$$

В качестве линейного определяющего размера в (10.44) принимают величину l , пропорциональную линейному размеру пузырька пара в момент его зарождения.

В число Рейнольдса входит приведенная скорость кипения, м/с,

$$w_{\text{кип}} = q / (r \rho''), \quad (10.45)$$

где q – поверхностная плотность теплового потока, Вт/м²; r – удельная теплота парообразования, Дж/кг; ρ'' – плотность пара, кг/м³.

Уравнение (10.44) положено Д.А. Лабунцевым в основу обобщения многочисленного опытного материала по кипению различных жидкостей, и была получена следующая формула:

$$\text{Nu} = C \text{Re}^n \text{Pr}_{\text{ж}}^{1/3}. \quad (10.46)$$

Физические параметры, входящие в числа подобия, определяются при температуре насыщения. Значения постоянных в (10.46): при $\text{Re} < 0,01$ – $C = 0,0625$; $n = 0,5$; при $\text{Re} \geq 0,01$ – $C = 0,125$; $n = 0,65$.

К недостаткам приведенной зависимости относится необходимость иметь данные о теплофизических свойствах жидкости и пара при рабочем давлении, которые неизвестны для многих веществ. В связи с этим на практике широко используют зависимости, основанные на минимальном числе данных по теплофизическим параметрам. Так, по многочисленным исследованиям коэффициента теплоотдачи α при пузырьковом кипении жидкости установлена зависимость

$$\alpha = C_1 q^{n_1} = C_2 \Delta t^{n_2}. \quad (10.47)$$

Постоянные C_1 и C_2 зависят от рода кипящей жидкости и от давления, при котором протекает процесс.

Для воды в диапазоне давлений 0,1–4,0 МПа в области интенсивного кипения (10.47) имеет следующие вид:

$$\alpha = 4,4q^{0,7}p^{0,15} = 106\Delta t^{2,33}p^{0,5}. \quad (10.48)$$

Отметим, что приведенные данные и формулы для подсчета коэффициентов теплоотдачи относятся к случаю, когда подогрев жидкости происходит снизу. Если поверхность нагрева обращена вниз, то отделение пузырьков пара от поверхности резко ухудшается и коэффициент теплоотдачи α уменьшается.

10.8. Теплоотдача при кипении жидкости внутри труб

При кипении движущейся жидкости внутри труб образование паровой фазы происходит на твердой поверхности теплообмена (поверхностное кипение) и внутри самого объема насыщенной жидкости (объемное кипение).

При кипении движущейся жидкости в трубе возникающий пар движется вместе с жидкостью, образуя парожидкостную смесь с непрерывно возрастающим паросодержанием. Интенсивность теплообмена при кипении в трубах зависит не только от поверхностной плотности теплового потока, физических свойств жидкости и давления, но и от гидродинамической структуры потока. Структура двухфазного потока в вертикальных и горизонтальных трубах различна.

В вертикальных трубах при движении потока снизу вверх различают три зоны (рис. 10.17). Зона I — зона подогрева поступающей жидкости (экономайзерный участок) вследствие конвекции до температуры насыщения (рис. 10.17, а).

Зона II — зона кипения (испарительный участок). В этой зоне происходит как поверхностное, так и объемное кипение жидкости. В нижней части зоны происходит поверхностное кипение I, которое в дальнейшем

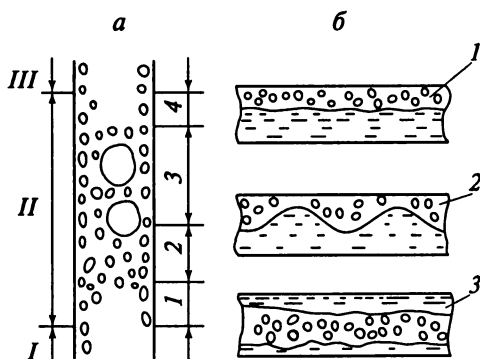


Рис. 10.17. Движение пароводяной смеси при кипении жидкости в трубах: а — вертикальных; б — горизонтальных

переходит в объемное, где наблюдаются эмульсионный 2, пробковый 3 и стержневой 4 режимы течения. В эмульсионном режиме мелкие пузырьки пара равномерно распределены по сечению потока. С увеличением паросодержания мелкие пузырьки сливаются, образуя пузырьки-пробки, которые соизмеримы по размеру с диаметром трубы. В пробковом режиме крупные пузыри пара разделены прослойками парожидкостной эмульсии. В дальнейшем крупные пузыри пара сливаются, образуя стержневую структуру потока. В стержневом режиме по центру трубы движется пар, а на ее стенке расположен тонкий кольцевой слой жидкости. По мере испарения жидкости толщина кольцевого слоя у стенки уменьшается.

Зона III – зона подсушки пара. Она начинается после полного испарения жидкости на поверхности трубы и наблюдается только в длинных трубах.

С увеличением скорости циркуляции происходят увеличение длины так называемого экономайзерного участка (т.е. участка, где отсутствует кипение жидкости) и уменьшение зоны развитого кипения. С увеличением поверхностной плотности теплового потока, наоборот, уменьшается экономайзерный участок и увеличивается зона развитого кипения.

При естественной циркуляции в вертикальных трубах опытами установлено, что зона подогрева отсутствует. Условия теплообмена здесь аналогичны условиям кипения жидкости в пространстве большого объема.

В горизонтальных трубах и трубах с небольшим наклоном в зависимости от паросодержания в потоке его структура может быть (рис. 10, 17, б): расслоенной 1, волнообразной 2 и эмульсионной 3. Расслоенную структуру имеет поток при небольшом паросодержании. В этом случае в нижней части трубы движется жидкая фаза, а в верхней – паровая фаза. При увеличении паросодержания потока граница раздела фаз приобретает волновой характер, и жидкость периодически достигает верхней части трубы. В дальнейшем по мере увеличения паросодержания потока и его скорости на поверхности трубы образуется движущаяся жидкая пленка, а внутри трубы – перемещающаяся парожидкостная эмульсия. При эмульсионной структуре полной осевой симметрии в потоке нет. При расслоенной структуре потока интенсивность теплообмена в верхней части трубы, где находится паровая фаза, невелика. Наиболее благоприятные условия теплообмена создаются при эмульсионной структуре потока.

В связи со сложностью процесса теплообмена при кипении жидкости в трубах имеющиеся опытные данные еще недостаточны и не могут быть обобщены. Коэффициент теплоотдачи при кипении жидкости в вертикальных и горизонтальных трубах следует рассчитывать по формулам, полученным на основании опытных данных для конкретных жидкостей и соответствующих условий.

При вынужденном движении кипящей воды в трубах коэффициент теплоотдачи может быть подсчитан по следующим формулам:

при $\alpha_k/\alpha_w \leq 0,5$

$$\alpha = \alpha_w; \quad (10.49)$$

при $\alpha_k/\alpha_w \geq 2,0$

$$\alpha = \alpha_w; \quad (10.50)$$

при $0,5 \leq \alpha_k/\alpha_w \leq 2,0$

$$\alpha/\alpha_w = (4\alpha_w + \alpha_k)/(5\alpha_w - \alpha_k), \quad (10.51)$$

где α — коэффициент теплоотдачи при вынужденном движении кипящей воды в трубах; α_w — коэффициент теплоотдачи при турбулентном режиме движения воды в трубах; α_k — коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении в большом объеме, определяемый по (10.47).

10.9. Теплоотдача при конденсации пара

Различают два вида конденсации пара: *капельную*, когда конденсат осажается на охлаждающей поверхности в виде капелек, и *плёночную* — в виде сплошной плёнки. Капельная конденсация происходит в том случае, когда охлаждающая поверхность не смачивается жидкостью, например, когда на охлаждающей поверхности имеется тонкий слой масла (или любая жидкость с малым поверхностным натяжением).

При капельной конденсации коэффициент теплоотдачи в 15–20 раз больше, чем при плёночной. По опытным данным коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации колеблется в пределах 60–150 кВт/(м²·К). Столь большое значение коэффициента теплоотдачи объясняется тем, что в промежутках между каплями конденсата поверхность охлаждения находится почти в непосредственном соприкосновении с конденсирующимся паром. При плёночной конденсации между поверхностью охлаждения и паром имеется плёнка конденсата, создающая ощутимое термическое сопротивление.

Опытным путем установлено, что в теплообменных аппаратах, работающих на водяном паре, преобладает плёночная конденсация.

Рассмотрим случай плёночной конденсации пара на вертикальной стенке или трубе. Конденсат, образовавшийся при конденсации пара, образует плёнку, стекающую вниз по вертикальной стенке. Толщина плёнки по мере накопления конденсата постепенно увеличивается. Там, где толщина плёнки сравнительно мала, т.е. когда масса образовавшегося конденсата невелика, движение плёнки ламинарное. При увеличении массы конденсата движение плёнки переходит в турбулентное. Опытом

установлено, что при конденсации чистого пара температура на границе фаз равна температуре насыщения t_s , а в слое конденсата, прилегающем к стенке, — температуре $t_{ст}$.

Задачу о теплоотдаче при конденсации пара рассмотрим только для случая ламинарного течения пленки. Составим систему уравнений, описывающих теплообмен при конденсации пара в случае ламинарного движения пленки конденсата. Понятно, что при ламинарном движении передача теплоты через пленку может осуществляться только теплопроводностью.

Расчетная схема дана на рис. 10.18. Ось x направлена вертикально вниз, а ось y — перпендикулярно стенке. Линия ab — граница раздела фаз. Переменную толщину пленки конденсата обозначим δ . Применим к стационарному течению пленки уравнение Навье—Стокса (9.18). В данном случае $w_y = w_z = 0$. Кроме того, поскольку рассматривается плоский ламинарный поток, $d^2w_x / dx^2 = d^2w_x / dz^2 = 0$ (скорость w_x изменяется только в направлении оси y , при $y = 0$, т.е. у стенки, $w_x = 0$; при $y = \delta$ скорость w_x достигает максимума).

Проекция на ось x объемной силы тяжести $\rho'g$, где ρ' — плотность жидкой фазы. Градиент давления в неподвижном паре по направлению оси x $\text{grad } p = dp/dx = \rho''g$, где ρ'' — плотность пара. Таким образом, уравнение движения (9.18) примет вид:

$$\rho(\partial w_x / \partial x)w_x = \rho'g - \rho''g + \mu(\partial^2 w_x / \partial y^2). \quad (10.52)$$

Если пренебречь объемной силой инерции $\rho(\partial w_x / \partial x)w_x$, что возможно при ламинарном движении, и принять $\rho' \gg \rho''$, получим

$$\partial^2 w_x / \partial y^2 = -\rho'g / \mu = -gv. \quad (10.53)$$

Применив (9.6) к пленке конденсата, получим

$$a(\partial^2 t / \partial y^2) = w_x(\partial t / \partial x). \quad (10.54)$$

К уравнениям (10.53) и (10.54) для полного описания рассматриваемого явления надо добавить уравнение теплоотдачи на границе конденсат — стенка и уравнение теплового баланса, учитывающее переход вещества из паровой фазы в жидкую. Уравнение теплоотдачи для данного случая

$$-\lambda(\partial t / \partial y)_{y=0} = \alpha(t_s - t_{ст}). \quad (10.55)$$

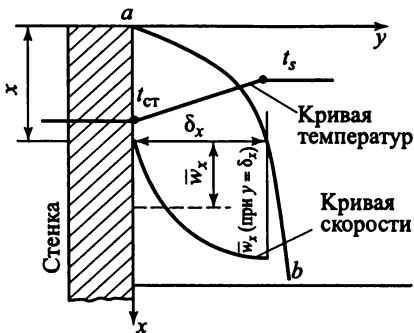


Рис. 10.18. Пленочная конденсация на вертикальной стенке

Температурный градиент dt/dy (аналогично плоской стенке) при линейном распределении температур постоянен и равен $(t_{\text{ст}} - t_s)/\delta$. Следовательно,

$$a_x = \lambda/\delta_x \quad (10.56)$$

Чтобы составить уравнение теплового баланса, рассмотрим сечение пленки, расположенное на расстоянии $x = h_x$ от начала вертикальной стенки. Ширина стенки z . Массовый расход конденсата, протекающего через сечение $\delta_x z$, $m_{\text{тх}} = \rho \delta_x z \bar{w}_x$.

Тепловой поток, который необходимо отвести от пара, чтобы получить указанный расход конденсата, $\Phi = r \rho \delta_x z \bar{w}_x$. Этот тепловой поток должен равняться $\Phi = \bar{\alpha} h_x z (t_s - t_{\text{ст}})$. Следовательно, уравнение теплового баланса можно записать (после сокращения на z) в следующем виде:

$$r \rho \delta_x \bar{w}_x = \bar{\alpha} h_x (t_s - t_{\text{ст}}) = \lambda h_x (t_s - t_{\text{ст}}) \bar{\delta}_x, \quad (10.57)$$

где r — удельная теплота парообразования; $\bar{w}_x$ — усредненная по координате y скорость движения конденсата в сечении x ; $\bar{\alpha}$ и $\bar{\delta}$ — усредненные по координате x , т.е. по высоте стенки, соответственно коэффициент теплоотдачи и толщина пленки.

Четыре уравнения (10.53)–(10.55) и (10.57) описывают теплообмен при конденсации пара на вертикальной стенке (при оговоренных выше упрощениях задачи). Обычным образом найдем из этих уравнений числа подобия. Из уравнения движения находим число

$$g l^2 / (w \nu) = g \beta \nu / (\nu^2 w l) = \text{Ga} / \text{Re}, \quad (10.58)$$

где $\text{Ga} = g \beta / \nu^3$ — число Галилея ($\text{Ga} = \text{FrRe}^2$).

Из (10.54) находим уже известное число Пекле:

$$\text{Pe} = w l / a = \text{Pr Re}. \quad (10.59)$$

Из (10.55) находим число Нуссельта: $\text{Nu} = \alpha l / \lambda$.

Наконец, из (10.57) теплового баланса находим

$$\frac{r \rho w l}{\lambda \Delta t} = \frac{w l}{a} \frac{r}{c_p \Delta t} = \text{PeK} = \text{Pr Re K}, \quad (10.60)$$

где K — новое число, предложенное С.С. Кутателадзе, характеризующее особенности теплообмена при фазовых превращениях; $K = \frac{r}{c_p \Delta t}$.

Число фазового превращения является мерой отношения удельной теплоты r , идущей на изменение агрегатного состояния вещества, к удельной теплоте перегрева или переохлаждения данной фазы относительно температуры насыщения ($c_p \Delta t$).

В условие однозначности скорость w_x движения пленки конденсата не входит, поэтому числа Re и Pe не являются определяющими.

Умножая число Ga/Re на последнее из полученных чисел, получим новое число:

$$RePrGa/Re = GaPrK = Ko. \quad (10.61)$$

Число K_o является единственным определяющим критерием, так как составлено только из величин, входящих в условия однозначности. Следовательно,

$$Nu = f(K_o). \quad (10.62)$$

Обработка экспериментального материала по конденсации различных жидкостей позволила раскрыть вид функции (10.62).

Наиболее распространенной для расчета теплоотдачи при конденсации является формула

$$Nu = CK_0^{0,25} = C\sqrt[4]{Ga_m Pr_m K_s}. \quad (10.63)$$

Раскрывая формулу (10.63), получим

$$\alpha = C\sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \rho^2 g r}{\mu \Delta t l}}. \quad (10.64)$$

Физические параметры λ и ρ определяют при температуре $t_m = 0,5(t_s + t_{ст})$, удельную теплоту парообразования r принимают по температуре t_s . Разность $\Delta t = t_s - t_{ст}$.

Формула (10.64) оказывается пригодной и в случае конденсации на горизонтальной трубе.

Для вертикальной трубы (или стенки) коэффициент $C = 1,13$, а определяющим линейным размером является высота трубы. Для горизонтальной трубы $C = 0,72$, и за определяющий линейный размер принимают внешний диаметр трубы d .

ГЛАВА 11

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

11.1. Общие сведения

Под излучением (радиацией) понимают испускание и распространение электромагнитных волн любого вида. В зависимости от длины волны λ

различают γ -лучи, рентгеновское, ультрафиолетовое, инфракрасное, световое (видимое) излучения и радиоволны.

В курсе теплопередачи особый интерес представляет тепловое излучение, т.е. излучение, осуществляемое такими лучами, энергия которых при поглощении их телами полностью или частично расходуется на увеличение внутренней энергии поглощающего тела. К тепловому относится главным образом инфракрасное излучение с длиной волны $\lambda = 0,8 + 800$ мкм.

Всякое тело, если только температура его отлична от абсолютного нуля, способно посылать в окружающее пространство излучение. Поэтому любое тело излучает на окружающие его тела лучи и в свою очередь находится под воздействием излучения этих тел. Отметим, что большинство твердых и жидких тел имеет сплошной (непрерывный) спектр излучения. Это значит, что они обладают способностью излучать лучи всех длин волн.

Лучистым потоком (или потоком излучения) называют отношение лучистой энергии ко времени излучения, Вт:

$$\Phi = \delta Q / d\tau, \quad (11.1)$$

где Q — энергия излучения, Дж; τ — время, с.

Если лучистый поток, излучаемый произвольной поверхностью во всех направлениях (т.е. в пределах полусферы произвольного радиуса) осуществляется в узком интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, то его называют *потоком монохроматического излучения*

$$\Phi_\lambda = \delta Q_\lambda / d\tau. \quad (11.2)$$

Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называется *интегральным* или *полным потоком излучения* Φ и определяется по (11.1).

Интегральный поток, испускаемый с единицы поверхности, носит название *поверхностной плотности потока интегрального излучения* или *излучательности*, Вт/м²,

$$E = \delta \Phi / dA. \quad (11.3)$$

Формулу (11.3) можно применять и при монохроматическом излучении. Если на поверхность тела падает тепловое монохроматическое излучение, то в общем случае часть, равная B_λ этого излучения, поглотится телом, т.е. превратится в другую форму энергии в результате взаимодействия с веществом, часть F_λ будет отражена, и часть D_λ пройдет сквозь тело. Если принять, что падающее на тело излучение равно единице, то

$$B_\lambda + F_\lambda + D_\lambda = 1, \quad (11.4)$$

где B_λ , F_λ , D_λ — коэффициенты соответственно поглощения, отражения и пропускания тела.

Когда в пределах спектра величины B , F , D остаются постоянными, т.е. не зависят от длины волны, то надобность в индексах отпадает. В этом случае

$$B + F + D = 1, \quad (11.5)$$

т.е. равенство (11.5) относится к сложному излучению.

Если $B=1$ ($F=D=0$), то тело, полностью поглощающее все падающее на него излучение независимо от длины волны, направления падения и состояния поляризации излучения, называется *черным телом* или *полным излучателем*.

Если $F=1$ ($B=D=0$), то падающее на тело излучение полностью отражается. В том случае, когда поверхность тела шероховатая, то лучи отражаются рассеянно (диффузное отражение), и тело называют *белым*, а когда поверхность тела гладкая и отражение следует законам геометрической оптики, то тело (поверхность) называют *зеркальным*. В том случае, когда $D=1$ ($B=F=0$), тело пронизуемо для тепловых лучей (диатермично).

Твердые тела и жидкости для тепловых лучей практически непрозрачны ($D=0$), т.е. атермичны. Для таких тел

$$B + F = 1. \quad (11.6)$$

Абсолютно черных, так же как и прозрачных или белых тел, в природе нет. Такие тела должны рассматриваться как научные абстракции. Но все же некоторые реальные тела могут достаточно близко подходить по своим свойствам к таким идеализированным телам.

Надо отметить, что некоторые тела обладают по отношению к лучам определенной длины волны одними свойствами, а к лучам другой длины — иными. Например, тело может быть прозрачным для инфракрасных лучей и непрозрачным для видимых (световых) лучей. Поверхность тела может быть гладкой по отношению к лучам одной длины волны и шероховатой — для лучей другой длины волны.

Газы, в особенности находящиеся под небольшим давлением, в противоположность твердым и жидким телам излучают линейчатый спектр. Таким образом, газы поглощают и излучают лучи лишь определенной длины волны, других же лучей они не могут ни излучать, ни поглощать. В этом случае говорят о селективном (выборочном) поглощении и излучении.

В теории теплового излучения важную роль играет величина E_λ называемая *спектральной плотностью потока излучения*, или *спектральной излучательностью*, представляющей собой отношение плотности лучистого потока, испускаемого в бесконечно малом интервале длин волн от λ до

$\lambda + d\lambda$, к размеру этого интервала длин волн $d\lambda$, Вт/м³,

$$E_\lambda = dE/d\lambda, \quad (11.7)$$

где E — поверхностная плотность лучистого потока, Вт/м².

11.2. Закон поглощения

Если на какое-либо тело толщиной l_1 падает лучистый поток (рис. 11.1), то в общем случае при прохождении сквозь тело он уменьшается. Принимают, что относительное изменение лучистого потока на пути d прямо пропорционально пути потока:

$$d\Phi/\Phi_0 = -bdl. \quad (11.8)$$

Коэффициент пропорциональности b называется *показателем поглощения*, зависящим в общем случае от физических свойств тела и длины волны.

Интегрируя в пределах от l до 0 и принимая b постоянным, получаем $\ln(\Phi/\Phi_0) = -bl_1$, или

$$\Phi_1 = \Phi_0 e^{-bl_1}. \quad (11.9)$$

Установим связь между спектральным коэффициентом поглощения тела B_λ и спектральным показателем поглощения вещества b_λ .

Из определения спектрального коэффициента поглощения B_λ имеем

$$B_\lambda = (\Phi_0 - \Phi_1)/\Phi_0 = 1 - \Phi_1/\Phi_0.$$

После подстановки в это уравнение значения Φ из (11.9) получим соотношение между спектральным коэффициентом поглощения B_λ и спектральным показателем поглощения b_λ :

$$B_\lambda = 1 - \Phi_0 e^{-b_\lambda l_1}/\Phi_0 = 1 - e^{-b_\lambda l_1}. \quad (11.10)$$

Коэффициент поглощения B_λ равен нулю при $l_1 = 0$ и $b_\lambda = 0$. При большом значении b_λ достаточно весьма малого значения l , но все же не равного нулю, чтобы значение B_λ было как угодно близко к единице. В этом случае можно говорить, что поглощение происходит в тонком по-

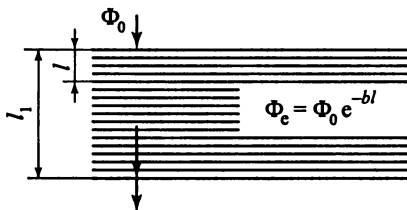


Рис. 11.1. Схема поглощения лучистой энергии телом

верхностном слое вещества. Только в этом понимании возможно говорить о поверхностном поглощении. Для большинства твердых тел благодаря большому значению показателя поглощения b_λ имеет место в указанном смысле «поверхностное поглощение», в связи с чем на коэффициент поглощения большое влияние оказывает состояние его поверхности.

Тела, хотя и с малым значением показателя поглощения, как, например, газы, могут при их достаточной толщине обладать большим коэффициентом поглощения, т.е. делаются непрозрачными для лучей данной длины волны.

Если $b_\lambda = 0$ для интервала $\Delta\lambda$, а для остальных длин волн b_λ не равно нулю, то тело будет поглощать падающее излучение только определенных длин волн. В этом случае, как было указано выше, говорят о селективном (выборочном) коэффициенте поглощения.

Подчеркнем принципиальную разницу между показателем поглощения вещества b_λ и коэффициентом поглощения B_λ тела. Первый характеризует физические свойства вещества по отношению к лучам определенной длины волны. Значение B_λ зависит не только от физических свойств вещества, из которого состоит тело, но и от формы, размеров и состояния поверхности тела.

11.3. Основные законы излучения. Серые тела

М. Планк теоретически на основе электромагнитной теории установил закон (носящий название закона Планка), выражающий зависимость спектральной излучательности черного тела $E_{0\lambda}(\lambda, T)$ от длины волны λ и температуры T :

$$E_{0\lambda}(\lambda, T) = \partial E_0(\lambda, T) / d\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{C_2/(\lambda T)} - 1}, \quad (11.11)$$

где $E_{0\lambda}(\lambda, T)$ – излучательность черного тела, Вт/м²; T – термодинамическая температура, К; C_1 и C_2 – постоянные; $C_1 = 2\pi h c^2 = (3,74150 \pm \pm 0,0003)10^{-16}$ Вт·м²; $C_2 = hc/k = (1,438790 \pm 0,00019)10^{-2}$ м·К (здесь $h = (6,626176 \pm 0,000036)10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; $c = (299\,792\,458 \pm 1,2)$ м/с – скорость распространения электромагнитных волн в свободном пространстве; k – постоянная Больцмана).

Из закона Планка следует, что спектральная излучательность может равняться нулю [$E_{0\lambda}(\lambda, T) = 0$] при термодинамической температуре, равной нулю ($T = 0$), либо при длине волны $\lambda = 0$ и $\lambda \rightarrow \infty$ (при $T \neq 0$).

Следовательно, черное тело излучает при любой температуре больше 0 К ($T > 0$) лучи всех длин волн, т.е. имеет сплошной (непрерывный) спектр излучения.

Из (11.11) можно получить расчетное выражение для излучательности черного тела:

$$dE_0(\lambda, T) = E_{0\lambda}(\lambda, T)d\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5} d\lambda}{e^{C_2/(\lambda T)} - 1}. \quad (11.12)$$

Интегрируя в пределах изменения λ от 0 до ∞ , получаем

$$E_0 = \int_0^{\infty} \frac{C_1 \lambda^{-5} d\lambda}{e^{C_2/(\lambda T)} - 1}. \quad (11.13)$$

В результате разложения подынтегрального выражения в ряд и его интегрирования получают расчетное выражение для излучательности черного тела, называемое законом Стефана–Больцмана:

$$E_0 = \sigma T^4, \quad (11.14)$$

где E_0 – излучательность черного тела, Вт/м²; σ – постоянная Стефана–Больцмана, Вт/(м²·К⁴); $\sigma = (5,67032 \pm 0,00071)10^{-8}$; T – термодинамическая температура, К.

Формулу (11.14) часто записывают в более удобной для расчета форме:

$$E_0 = C_0 (T/100)^4, \quad (11.15)$$

где C_0 – коэффициент излучения черного тела; $C_0 = 5,67$ Вт/(м²·К⁴).

Закон Стефана–Больцмана формулируют так: излучательность черного тела прямо пропорциональна его термодинамической температуре в четвертой степени.

Если в (11.11) пренебречь единицей, вычитаемой в знаменателе правой части этого уравнения, то получим закон излучения Вина, представляющий собой закон Планка в приближенном виде:

$$E_{0\lambda}(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/(\lambda T)}. \quad (11.16)$$

На рис. 11.2 показан график распределения спектральной излучательности черного тела $E_{0\lambda}$ по длине волны λ при различных температурах, т.е. дан график функции $E_{0\lambda} = f(\lambda)$ при различных T . Как видно из расположения изотерм, каждая из них имеет максимум, причем чем больше термодинамическая температура, тем больше значение $E_{0\lambda}$, отвечающее максимуму, а сама точка максимума перемещается в область более коротких волн. Перемещение максимальной спектральной излучательности $E_{0\lambda_{\max}}$ в область более коротких волн известно под названием *закона смещения Вина*, по которому

$$T\lambda_{\max} = 2,88 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К} = \text{const} \text{ и } \lambda_{\max} = 2,88 \cdot 10^{-3} / T,$$

где $\lambda_{\max}$ – длина волны, соответствующая максимальному значению

спектральной излучательности $E_{0\lambda_{\max}}$.

Так, например, при $T = 6000^\circ \text{K}$ (примерная температура поверхности Солнца) максимум $E_{0\lambda}$ располагается в области видимого излучения, на которую падает около 50% излучательности Солнца.

Элементарная площадка под изотермой, заштрихованная на рис. 11.2, равна $E_{0\lambda} d\lambda$. Ясно, что сумма этих площадок, т.е. интеграл (11.13), представляет собой излучательность черного тела E_0 . Следовательно, площадь между изотермой и осью абсцисс изображает в условном масштабе диаграммы излучательность черного тела. При небольших значениях термодинамической температуры изотермы проходят в непосредственной близости к оси абсцисс, и указанная площадь становится столь малой, что практически ее можно считать равной нулю.

Большую роль в технике играют понятия о так называемых серых телах и сером излучении. *Серым называется неселективный тепловой излучатель, способный излучать сплошной спектр, со спектральной излучательностью E_λ для волн всех длин и при всех температурах, составляющей неизменную долю от спектральной излучательности черного тела $E_{0\lambda}$, т.е.*

$$E_\lambda / E_{0\lambda} = \epsilon = \text{const.} \quad (11.17)$$

Постоянная ϵ называется коэффициентом черноты теплового излучателя. Для серых тел коэффициент черноты $\epsilon < 1$ и не зависит ни от температуры, ни от длины волны. Для черного тела $\epsilon = 1$.

На рис. 11.3 схематически показаны кривые распределения по длинам волн спектральной излучательности абсолютно черного тела E_λ ($\epsilon = 1$) и спектральной излучательности серого тела E_λ той же температуры, что и черное тело (при $\epsilon = 0,5$ и $\epsilon = 0,25$). Излучательность серого тела

$$E = \epsilon \int_0^\infty E_{0\lambda} d\lambda = \epsilon E_0 = \epsilon C_0 (T/100)^4. \quad (11.18)$$

Произведение

$$\epsilon C_0 = C \quad (11.19)$$

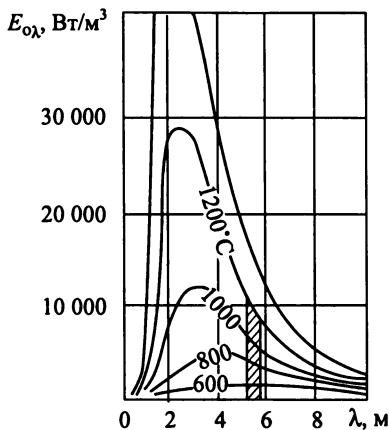


Рис. 11.2. Графическое представление закона Планка

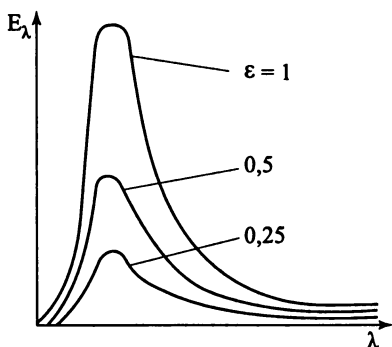


Рис. 11.3. Кривые распределения по длинам волн спектральной излучательности черного и серых тел

называется *коэффициентом излучения серого тела*.

Полученные из опыта значения коэффициента излучения даны в справочной литературе.

Большинство тел, применяемых в технике, могут быть приняты за серые тела, и их излучение — за серое излучение. Более точные исследования показывают, что это возможно только в первом приближении, однако достаточно для практических целей. Отклонение от закона Стефана—Больцмана для серых тел обычно учитывается тем, что коэффициент излучения ϵ принимают

зависящим от температуры. В связи с этим в таблицах указывается интервал температур, для которых экспериментально определено значение коэффициента излучения ϵ .

В дальнейшем для упрощения выводов будем считать, что коэффициент излучения серого тела не зависит от температуры.

11.4. Закон Кирхгофа

Закон Кирхгофа устанавливает зависимость между излучательностью и коэффициентом поглощения серого тела.

Рассмотрим два параллельных серых тела бесконечной протяженности с плоскими поверхностями площадью A каждое. Можно положить, что все лучи, посылаемые одним телом, полностью попадают на другое. Примем, что коэффициенты пропускания этих тел $D_1 = D_2 = 0$ и между поверхностями находится теплопрозрачная (диатермическая) среда. Обозначим через E_1, B_1, F_1 и T_1 и E_2, B_2, F_2 и T_2 соответственно излучательности, коэффициенты поглощения, отражения и температуры поверхностей первого и второго тел.

Для подсчета потока лучистой энергии составим схему (рис. 11.4). Поток лучистой энергии от поверхности 1 к поверхности 2 равен произведению излучательности поверхности 1 на ее площадь A , т.е. $E_1 A$, из которого часть $E_1 B_2 A$ поглощается поверхностью 2, а часть $E_1 F_2 A$ отражается обратно на поверхность 1. Из этого отраженного потока $E_1 F_2 A$ поверхность 1 поглощает $E_1 F_2 B_1 A$ и отражает $E_1 F_2 F_2 A$. Из отраженного потока энергии $E_1 F_2 F_1 A$ поверхность 2 вновь поглотит $E_1 F_2 B_2 A$ и отразит $E_1 F_1 F_2^2 A$ и т.д.

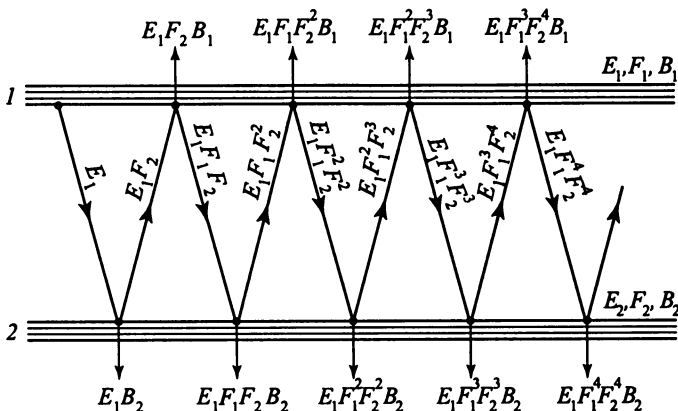


Рис. 11.4. Схема для вывода закона Кирхгофа

Аналогично происходит передача лучистой энергии потоком E_2 от поверхности 2 к поверхности 1.

В итоге поток лучистой энергии, поглощенный поверхностью 2 (или отданный поверхностью 1),

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = E_1 B_1 (1 + F_1 F_2 + F_1^2 F_2^2 + \dots) A = E_1 B_2 A / (1 - F_1 F_2).$$

Поток лучистой энергии, поглощенной поверхностью 1 (или отданной поверхностью 2),

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = E_2 B_1 (1 + F_1 F_2 + F_1^2 F_2^2 + \dots) A = E_2 B_1 A / (1 - F_1 F_2). \quad (11.20)$$

В окончательном итоге поток лучистой энергии, переданной поверхностью 1 к поверхности 2, будет равен разности лучистых потоков $\Phi_{1 \rightarrow 2}$ и $\Phi_{2 \rightarrow 1}$, т.е.

$$\Phi = \Phi_{1 \rightarrow 2} - \Phi_{2 \rightarrow 1} = A(E_1 B_2 - E_2 B_1) / (1 - F_1 F_2). \quad (11.21)$$

Полученное выражение справедливо при всех значениях температур T_1 и T_2 и, в частности, при $T_1 = T_2$. В последнем случае рассматриваемая система находится в динамическом тепловом равновесии, и на основании второго начала термодинамики необходимо положить $\Phi_{1 \rightarrow 2} = \Phi_{2 \rightarrow 1}$, откуда следует

$$E_1 B_2 = E_2 B_1, \quad (11.22)$$

или

$$E_1 / B_1 = E_2 / B_2 = \text{const.} \quad (11.23)$$

Далее положим, что поверхность 2 является черной. Тогда $E_2 = E_0$ и $B_2 = B_0 = 1$. Принимая для простоты $E_1 = E$ и $B_1 = B$, получаем

$$E/B = E_0 = C_0(T/100)^4. \quad (11.24)$$

Полученное равенство носит название закона Кирхгофа: *отношение излучательности тела к его коэффициенту поглощения для всех серых тел, находящихся при одной и той же температуре, одинаково и равно излучательности черного тела при той же температуре.*

Если какое-либо тело имеет малый коэффициент поглощения, как например, хорошо полированный металл, то это тело имеет и малую излучательность. На этом основании для уменьшения потерь теплоты излучением во внешнюю среду теплоотдающие поверхности покрывают листами полированного металла для тепловой изоляции.

При выводе закона Кирхгофа рассматривалось серое излучение. Вывод останется справедливым и в том случае, если тепловое излучение обоих тел рассматривается только в некоторой части спектра, но однако имеет одинаковый характер, т.е. оба тела испускают лучи, длины волн которых лежат в одной и той же произвольной спектральной области. В предельном случае приходим к случаю монохроматического излучения. Тогда (11.24) примет вид

$$E_\lambda/B_\lambda = E_{0\lambda}, \quad (11.25)$$

т.е. для монохроматического излучения закон Кирхгофа должен быть сформулирован так: *отношение спектральной излучательности какого-либо тела при определенной длине волны к его коэффициенту поглощения при той же длине волны одинаково для всех тел, находящихся при одинаковых температурах, и равно спектральной излучательности черного тела при той же длине волны и той же температуре.*

Сравнивая (11.24) и (11.25), заключаем, что для серого тела $B = \epsilon$, т.е. понятия «коэффициент поглощения» B и «коэффициент черноты» ϵ для серого тела совпадают. По определению коэффициент черноты не зависит ни от температуры, ни от длины волны, а следовательно, и коэффициент поглощения серого тела также не зависит ни от длины волны, ни от температуры.

11.5. Излучение газов

Излучение газов существенно отличается от излучения твердых тел. Поглощение и излучение газов — селективное (выборочное). Газы поглощают и излучают лучистую энергию только в определенных, довольно узких интервалах $\Delta\lambda$ длин волн — так называемых полосах. В остальной части спектра газы не излучают и не поглощают лучистой энергии.

Двухатомные газы обладают ничтожно малой способностью поглощать лучистую энергию, а следовательно, и малой способностью ее излучать. Поэтому эти газы обычно считают диатермичными. В отличие от двухатомных газов многоатомные, в том числе и трехатомные газы, обла-

дают значительной способностью излучать и поглощать лучистую энергию. Из трехатомных газов в области теплотехнических расчетов наибольший практический интерес представляют углекислый газ (CO_2) и водяной пар (H_2O), имеющие по три полосы излучения.

В отличие от твердых тел показатель поглощения для газов (конечно, в области полос поглощения) мал. Поэтому для газообразных тел уже нельзя говорить о «поверхностном» поглощении, так как поглощение лучистой энергии происходит в конечном объеме газа. В этом смысле поглощение и излучение газов называются объемными. Кроме того, показатель поглощения b_λ для газов зависит от температуры.

По закону поглощения спектральный коэффициент поглощения тела может быть определен по (11.10):

$$B_\lambda = 1 - e^{-b_\lambda l}. \quad (11.26)$$

Для газообразных тел эта зависимость несколько усложняется тем, что на коэффициент поглощения газа влияет его давление. Последнее объясняется тем, что поглощение (излучение) протекает тем интенсивнее, чем большее число молекул встретит луч на своем пути, а объемное число молекул (отношение числа молекул к объему) прямо пропорционально давлению (при $l = \text{const}$).

В технических расчетах газового излучения обычно поглощающие газы (CO_2 и H_2O) входят как компоненты в состав смеси газов. Если давление смеси p , а парциальное давление поглощающего (или излучающего) газа p_i , то в (11.10) необходимо вместо l подставить величину $p_i l$. Величина $p_i l$, представляющая собой произведение давления газа на его толщину, носит название *эффективной толщины слоя*. Таким образом, для газов спектральный коэффициент поглощения

$$B_\lambda = 1 - e^{-b_\lambda p_i l} = f(T, p_i l). \quad (11.27)$$

Спектральный коэффициент поглощения газа (в пространстве) зависит от физических свойств газа, формы пространства, его размеров и температуры газа. Тогда в соответствии с законом Кирхгофа спектральная излучательность

$$E_\lambda = f(T, p_i l). \quad (11.28)$$

Излучательность в пределах одной полосы спектра

$$E_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_\lambda d\lambda. \quad (11.29)$$

Излучательность газа в замкнутом пространстве равна сумме излучательностей (11.29), взятых по всем полосам спектра:

$$E_r = \sum_1^n E \Delta \lambda. \quad (11.30)$$

Опытные исследования показали, что излучательность газов не следует закону Стефана–Больцмана, т.е. зависимости от четвертой степени абсолютной температуры.

Однако для практических расчетов излучения газов пользуются законом четвертых степеней, вводя соответствующую поправку в значение коэффициента черноты газа ϵ_r :

$$E_r = \epsilon_r (T/100)^4. \quad (11.31)$$

Здесь $\epsilon_r = f(T, p_l)$.

Средняя длина пути луча

$$l = 3,6V/A, \quad (11.32)$$

где V – газовый объем; A – площадь поверхности оболочки.

По (11.29) определяют излучательность газа в свободное пространство (пустоту). (Свободное пространство можно рассматривать как черное пространство при 0 К.) Но газовое пространство всегда ограничено поверхностью твердого тела, в общем случае имеющей температуру $T_{ст} \neq T_r$ и коэффициент черноты $\epsilon_{ст} < 1$. Следовательно, оболочка обладает собственным излучением (обычно в пределах всех длин волн), часть которого (в пределах полос $\Delta \lambda$) поглощается газом.

Поэтому излучательность газа, компонентами которого являются CO_2 и H_2O (газообразные продукты сгорания), к оболочке серого тела

$$E_{r-обл} = \epsilon'_{ст} C_0 [\epsilon_r (T_r/100)^4 - \epsilon'_{ст} (T_{ст}/100)^4], \quad (11.33)$$

в которой последний член учитывает собственное излучение оболочки.

Коэффициент черноты газа при температуре газа t_r

$$\epsilon_r = \epsilon_{\text{CO}_2} + \beta \epsilon_{\text{H}_2\text{O}}.$$

Значения степени черноты ϵ_{CO_2} и $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ в зависимости от температуры при различных значениях параметра p_l приведены на рис. 11.5, 11.6.

Поправочный коэффициент β определяют по графику рис. 11.7.

Полосы излучения и поглощения для CO_2 и H_2O несколько перекрывают одна другую, в связи с чем часть энергии, излучаемой одним газом, поглощается другим. Поэтому коэффициент черноты смеси углекислого газа и водяного пара при температуре стенки $t_{ст}$

$$\epsilon'_r = \epsilon_{\text{CO}_2} + \epsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta \epsilon_r, \quad (11.34)$$

где $\Delta \epsilon_r$ – поправка, учитывающая указанное поглощение. Для газообразных продуктов сгорания обычного состава $\Delta \epsilon_r = 2 + 4\%$ и ею можно пренебречь.

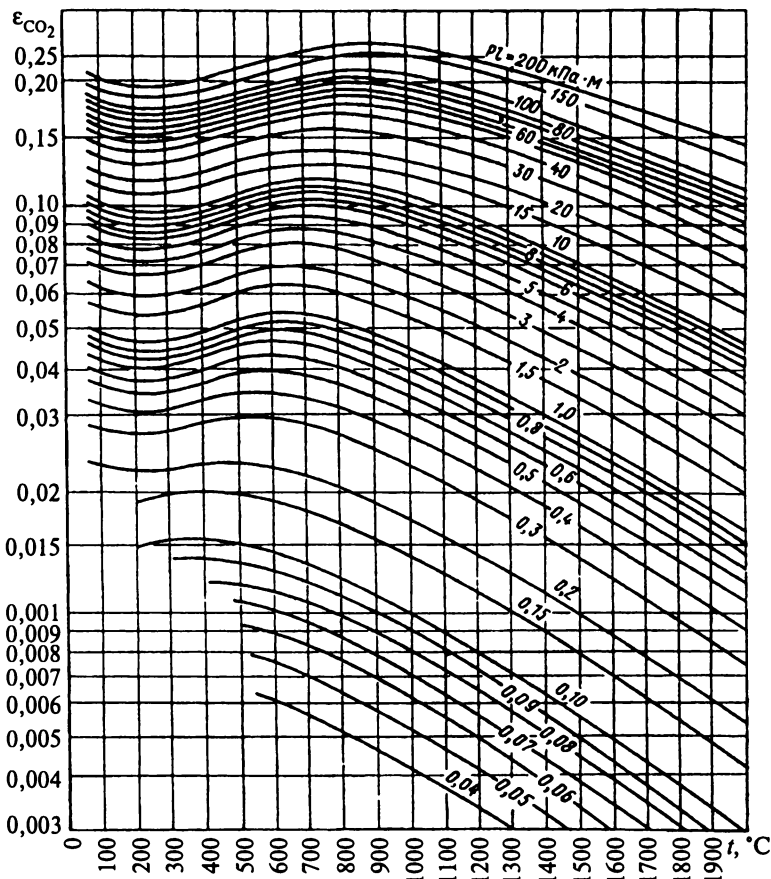


Рис. 11.5. Зависимость коэффициента теплового излучения для CO_2 от температуры

В (11.33) входит так называемый эффективный коэффициент черноты оболочки $\epsilon'_{\text{ст}}$, больший, чем $\epsilon_{\text{ст}}$, в связи с наличием излучающего газа. Можно принять, что при $\epsilon_{\text{ст}} = 0,8 + 1,0$ эффективный коэффициент черноты оболочки $\epsilon'_{\text{ст}} = 0,5(\epsilon_{\text{ст}} + 1)$.

Указанные особенности излучения и поглощения газов позволяют установить механизм так называемого «парникового эффекта», который оказывает существенное влияние на формирование и изменение климата Земли.

Большая часть солнечной радиации проходит сквозь атмосферу и нагревает поверхность Земли. В свою очередь Землей испускается инфракрасное излучение, в результате чего она охлаждается. Однако часть это-

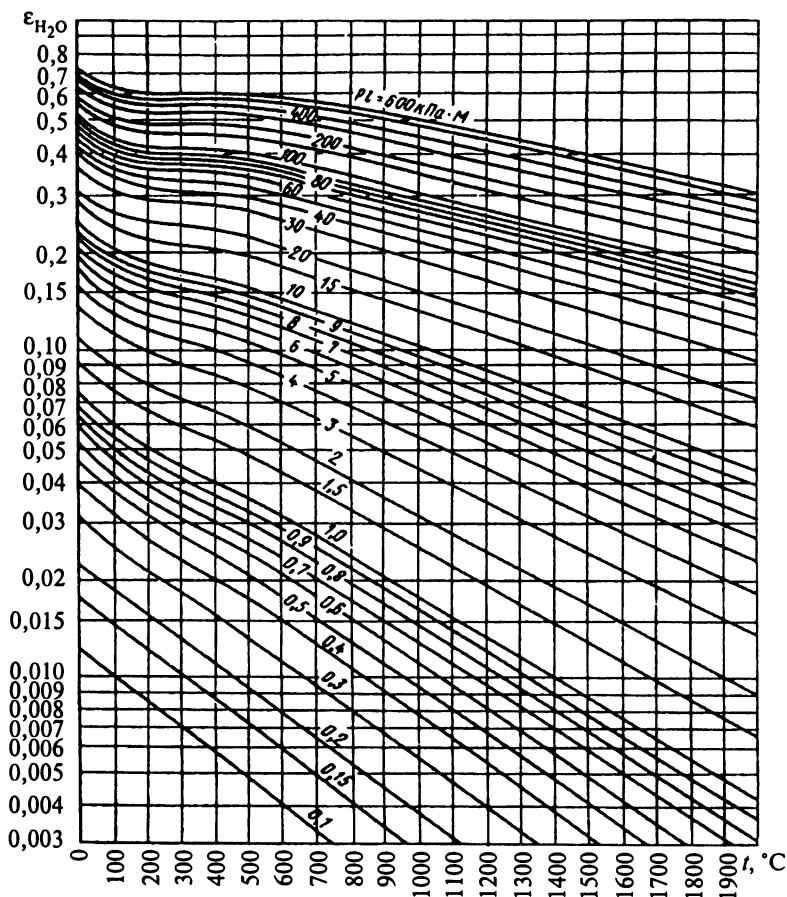


Рис. 11.6. Зависимость коэффициента теплового излучения для H_2O от температуры

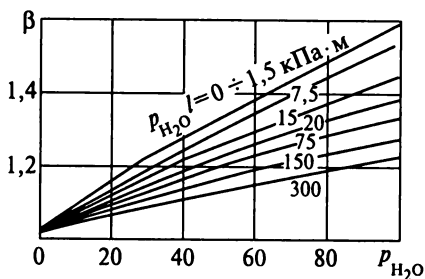


Рис. 11.7. Диаграмма для определения поправочного коэффициента β на парциальное давление водяного пара (общее давление $p = 100$ кПа)

го излучения поглощается *многоатомными («парниковыми») газами* атмосферы, которая вследствие этого играет роль «одеяла», удерживающего теплоту. При этом наибольшее влияние на глобальное потепление оказывают такие «парниковые» газы, как двуокись углерода (55%), фреоны и родственные им газы (25%), метан (15%) и др.

11.6. Теплообмен излучением между двумя телами

Рассмотрим теплообмен излучением между двумя параллельными серыми поверхностями с площадью A каждая, расстояние между которыми мало сравним с их высотой и шириной. При этом условии излучение каждой из них обязательно попадает на другую.

Температура первой поверхности — T_1 , коэффициент излучения — C_1 и коэффициент поглощения — B_1 . У второй поверхности — соответственно T_2 , C_2 и B_2 . Примем, что $T_1 > T_2$, а окружающая среда диатермична. Лучистый поток, переданный в результате теплообмена первой поверхностью на вторую, по (11.21):

$$\Phi = A (B_2 E_1 - B_1 E_2) / (1 - F_1 F_2). \quad (11.35)$$

Поверхностная плотность лучистого потока, переданного в результате теплообмена первой поверхностью на вторую,

$$q = \Phi / A = (B_2 E_1 - B_1 E_2) / (1 - F_1 F_2), \quad (11.36)$$

где E_1 и E_2 — излучательности первой и второй поверхностей; F_1 и F_2 — коэффициенты отражения первой и второй поверхностей.

Знаменатель в (11.35) и (11.36) может быть представлен в следующем виде:

$$1 - F_1 F_2 = 1 - (1 - B_1)(1 - B_2) = B_1 + B_2 - B_1 B_2. \quad (11.37)$$

Подставляя (11.37) в (11.35), получаем

$$q = (B_2 E_1 - B_1 E_2) / (B_1 + B_2 - B_1 B_2).$$

Согласно (11.15) $E_1 = C_1 (T_1/100)^4$ и $E_2 = C_2 (T_2/100)^4$.

Учитывая, что для серых тел $B = \epsilon = C/C_0$, получаем

$$q = \frac{C_1 (T_1/100)^4 (C_2/C_0) - C_2 (T_2/100)^4 (C_1/C_0)}{C_1/C_0 + C_2/C_0 - C_1 C_2 / C_0}.$$

Разделив числитель и знаменатель на $C_1 C_2 / C_0$, будем иметь

$$q = \Phi / A = C_{\text{пр}} [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \quad (11.38)$$

где $C_{\text{пр}}$ — приведенный коэффициент излучения;

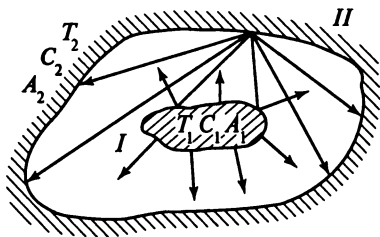


Рис. 11.8. Схема лучистого теплообмена между телами в замкнутом пространстве

$$C_{\text{пр}} = \frac{1}{1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_0}. \quad (11.39)$$

Зависимость (11.38) показывает, что поверхностная плотность результирующего лучистого потока между двумя параллельными поверхностями равна произведению приведенного коэффициента излучения и разности термодинамических температур в четвертых степенях.

Если бы рассматриваемые поверхности были черными, то $C_{\text{пр}} = C_0$. Результирующий лучистый поток

$$\Phi = qA = C_{\text{пр}} A [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4]. \quad (11.40)$$

Рассмотрим случай, когда тело I с площадью наружной поверхности A_1 окружено со всех сторон другим телом II с площадью внутренней поверхности A_2 (рис. 11.8). Поверхность внутреннего тела выпуклая, а наружного – вогнутая. Пространство между телами диатермично. Температура поверхности внутреннего тела – T_1 , коэффициент излучения – C_1 и коэффициент поглощения – B_1 .

Для второго тела: температура поверхности T_2 , коэффициент излучения – C_2 и коэффициент поглощения – B_2 .

Площадь поверхности внутреннего тела A_1 не равна площади поверхности A_2 внешнего тела, поэтому следует рассматривать не поверхностные плотности лучистых потоков, а сами лучистые потоки $\Phi = EA$.

Лучистый поток, переданный при теплообмене между телами,

$$\Phi_{12} = \Phi_1 - \phi_{21}\Phi_2, \quad (11.41)$$

где ϕ_{21} – средний угловой коэффициент излучения, показывающий, какая доля теплового потока Φ_2 попадает на поверхность тела площадью A_1 .

Лучистый поток $(1 - \phi_{21})\Phi_2$, минуя первое тело, попадает на свою же поверхность площадью A_2 . Лучистый поток внутреннего тела складывается из потока собственного излучения $E_1 A_1$ и той части падающего на него лучистого потока от второго тела, которую первое тело отражает:

$$\Phi_1 = E_1 A_1 + (1 - B_1)\phi_{21}\Phi_2. \quad (11.42)$$

Лучистый поток второго тела состоит из потока собственного излучения $E_2 A_2$ отраженной части падающего на него потока Φ_1 и отраженной части потока $(1 - \phi_{21}) \Phi_2$ самого же второго тела:

$$\Phi_2 = E_2 A_2 + (1 - B_2) \Phi_1 + (1 - B_1)(1 - \phi_{21}) \Phi_2. \quad (11.43)$$

Решая (11.42) и (11.43) относительно Φ_1 и Φ_2 , получаем

$$\Phi_1 = \frac{E_1 A_1 [B_2 + (1 - B_2) \phi_{21} + E_2 A_2 (1 - B_1)]}{A_2 + \phi_{21} B_1 (1 - B_2)};$$

$$\Phi_2 = \frac{E_2 A_2 + E_1 A_1 (1 - B_2)}{B_2 + \phi_{21} B_1 (1 - B_2)}.$$

Подставляя значения Φ_1 и Φ_2 в исходное (11.41), получим

$$\Phi_{12} = \frac{1}{B_2 + \phi_{21} B_1 (1 - B_2)} (B_2 E_1 A_1 - \phi_{21} B_1 E_2 A_2).$$

Заменяя собственные излучения обоих тел E_1 и E_2 по закону Стефана–Больцмана и учитывая, что для серых тел $B = C/C_0$, после преобразований получаем:

$$\Phi_{12} = C_0 \frac{1}{1/B_1 + \phi_{21}(1/B_2 - 1)} [(T_1/100)^4 A_1 - \phi_{21}(T_2/100)^4 A_2]. \quad (11.44)$$

В (11.44), помимо Φ_{12} , неизвестной величиной является средний угловой коэффициент излучения ϕ_{21} . Коэффициент ϕ_{21} не зависит от температур тел и поэтому может быть определен из условия равенства температур обоих тел ($T_1 = T_2$). В этом случае $\Phi_{12} = 0$, тогда $A_1 - \phi_{21} A_2 = 0$, откуда получаем

$$\phi_{21} = A_1/A_2.$$

Подставляя найденное значение ϕ_{21} в (11.44), окончательно имеем

$$\Phi_{21} = C_{12}/A_1 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4]. \quad (11.45)$$

где C_{12} – приведенный коэффициент излучения системы, определяемый равенством

$$C_{12} = \frac{1}{1/C_1 + (A_1/A_2)(1/C_2 - 1/C_0)}. \quad (11.46)$$

Формулы (11.45) и (11.46) могут быть применены для тел любой формы при условии выпуклости меньшего тела. При малых значениях отношения A_1/A_2 значение коэффициента C_{12} приближается к C_1 , в этом случае можно принять $A_1/A_2 = 0$ и $C_{12} = C_1$.

11.7. Защита от теплового излучения (экраны)

Для уменьшения плотности результирующего лучистого потока q' при теплообмене излучением между телами применяют экраны. Обычно экран представляет собой тонкостенный лист между излучающей поверхностью и поверхностью, защищаемой от излучения.

Рассмотрим две бесконечной протяженности плоскопараллельные поверхности с температурами T_1 и T_2 . Между поверхностями параллельно им расположен экран – плоский тонкий лист, термическим сопротивлением которого можно пренебречь (рис. 11.9). При стационарном режиме температура экрана будет постоянной и равной T_3 .

Воспользуемся (11.38). Поверхностная плотность лучистого потока, переданного от первой поверхности на экран,

$$q_{13} = C_{13}[(T_1/100)^4 - (T_3/100)^4]. \quad (11.47)$$

Поверхностная плотность лучистого потока, переданного от экрана на вторую поверхность,

$$q_{23} = C_{23}[(T_3/100)^4 - (T_2/100)^4]. \quad (11.48)$$

При установившемся тепловом состоянии $q_{31} = q_{32} = q'$.

Рассмотрим частный случай, когда коэффициенты излучения обеих поверхностей одинаковы: $C_1 = C_2 = C$, а коэффициент излучения для экрана (на каждой из его сторон) равен C_3 .

Тогда по (11.39)

$$C_{13} = \frac{1}{1/C + 1/C_3 - 1/C_0};$$

$$C_{32} = \frac{1}{1/C_3 + 1/C - 1/C_0}, \quad \text{т.е.} \quad C_{13} = C_{32} = C'.$$

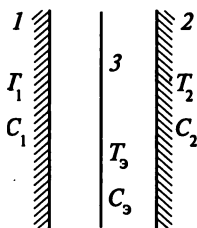


Рис. 11.9. Система плоскопараллельных тел с экраном

Следовательно, $(T_3/100)^4 = 0,5[(T_1/100)^4 + (T_2/100)^4]$ и

$$q' = q_{13} = q_{32} = 0,5C[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4]. \quad (11.49)$$

Если бы экран отсутствовал, то поверхностная плотность лучистого потока

$$q = C_{\text{пр}}[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \quad (11.50)$$

где $C_{\text{пр}} = \frac{1}{1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_0}$.

Сравнивая (11.49) и (11.50), заключаем:

$$q' = 0,5qC/C_{\text{пр}}.$$

Итак, в общем случае $C_1 = C_2 \neq C_3$ поверхностная плотность результирующего лучистого потока q' зависит не только от количества экранов, но и от соотношения между коэффициентами излучающих поверхностей и экрана.

В случае, когда $C_1 = C_2 = C_3$, имеем $C' = C_{\text{пр}}$ и

$$q' = 0,5q. \quad (11.51)$$

Полученные соотношения выясняют роль экрана: включение одного экрана (при $C_1 = C_2 = C_3$) вызывает уменьшение результирующего лучистого потока в два раза, т.е. с помощью экрана осуществляется защита от излучения.

Формулу (11.51) легко обобщить для n параллельно поставленных экранов:

$$q' = q/(n+1). \quad (11.52)$$

ГЛАВА 12

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

12.1. Сложный теплообмен. Теплопередача через стенки

Уравнение теплопередачи. Рассмотренные способы передачи теплоты — теплопроводность, конвекция и излучение в реальных условиях изолированно встречаются редко. Как правило, передача теплоты осуществляется одновременно посредством двух или трех видов теплообмена. Совокупность этих видов теплообмена называется *сложным теплообменом*. При сложном теплообмене суммарная плотность теплового потока определяется как сумма плотности потока при конвективном теплообмене q_k

и плотности потока излучения от движущейся среды к стенке $q_{\text{л}}$.

$$q = q_{\text{к}} + q_{\text{л}}. \quad (12.1)$$

Плотность теплового потока при конвективном теплообмене

$$q_{\text{к}} = \alpha(t - t_{\text{ст}}), \quad (12.2)$$

а путем теплового излучения

$$q_{\text{л}} = \varepsilon C_0[(T/100)^4 - (T_{\text{ст}}/100)^4], \quad (12.3)$$

где α – коэффициент теплоотдачи конвекцией; t , T – температуры жидкости; $t_{\text{ст}}$, $T_{\text{ст}}$ – температуры стенки; ε – приведенный коэффициент черноты; C_0 – коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Так как $t - t_{\text{ст}} = T - T_{\text{ст}}$, то, вынося эту разность за скобки, имеем

$$q = \left\{ \alpha + \varepsilon C_0 \left[\frac{(T/100)^4 - (T_{\text{ст}}/100)^4}{T - T_{\text{ст}}} \right] \right\} (t - t_{\text{ст}}). \quad (12.4)$$

Обозначив

$$\alpha_{\text{л}} = \varepsilon C_0 \left[\frac{(T/100)^4 - (T_{\text{ст}}/100)^4}{T - T_{\text{ст}}} \right], \quad (12.5)$$

получаем

$$q = (\alpha + \alpha_{\text{л}})(t - t_{\text{ст}}) = \alpha_{\Sigma}(t - t_{\text{ст}}), \quad (12.6)$$

где $\alpha_{\text{л}}$ – коэффициент теплоотдачи излучением; α_{Σ} – суммарный коэффициент теплоотдачи.

Если стенка омывается капельной жидкостью, то $\alpha_{\text{л}} = 0$, а $\alpha_{\Sigma} = \alpha_{\text{к}}$.

Передача теплоты от одной жидкости упругой или капельной к другой через разделяющую их однослойную или многослойную стенку называется теплопередачей. Здесь в процесс сложного теплообмена включается еще и перенос теплоты теплопроводностью через стенку. Количественной характеристикой интенсивности этого сложного процесса служит коэффициент теплопередачи k , (Вт/(м²·К)), который равен количеству теплоты, переданной через единицу поверхности стенки в единицу времени при разности температур между жидкостями 1 К. Уравнение теплопередачи в этом случае записывается

$$\Phi = kA(t_1 - t_2), \quad (12.7)$$

где A – площадь расчетной поверхности теплопередачи; t_1 , t_2 – температуры жидкостей, участвующих в передаче.

Теплопередача через плоскую стенку. Рассмотрим однослойную плоскую стенку (рис. 12.1) при ее неограниченных ширине и длине. Пусть такая стенка толщиной δ разделяет две жидкости с разными температу-

рами. От первой жидкости с постоянной более высокой температурой t_1 теплота будет передаваться через разделяющую стенку ко второй жидкости тоже с постоянной, но более низкой температурой t_2 .

Определим для рассматриваемого случая поверхностную плотность теплового потока и температуры на поверхности стенки в стационарных условиях теплообмена.

Поверхностная плотность теплового потока, передаваемого от жидкости с более высокой температурой к поверхности стенки путем конвективного теплообмена, в данном случае

$$q = \alpha_1(t_1 - t_{\text{ст1}}), \quad (12.8)$$

где α_1 — коэффициент теплоотдачи от жидкости с более высокой температурой t_1 к поверхности стенки; $t_{\text{ст1}}$ — температура поверхности со стороны теплоотдающей среды.

Поверхностная плотность потока теплоты, прошедшей сквозь стенку теплопроводностью, для стационарного режима поверхностной плотности теплового потока от жидкости с более высокой температурой к поверхности стенки

$$q = \lambda / \delta (t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}}), \quad (12.9)$$

где $t_{\text{ст1}}$ и $t_{\text{ст2}}$ — температуры на поверхностях стенки; λ — теплопроводность материала стенки.

Поверхностная плотность теплового потока от стенки к жидкости с более низкой температурой t_2

$$q = \alpha_2(t_{\text{ст2}} - t_2), \quad (12.10)$$

где α_2 — коэффициент теплоотдачи от стенки к тепловоспринимающей среде; $t_{\text{ст2}}$ — температура поверхности стенки со стороны тепловоспринимающей среды.

Решим записанные уравнения относительно температурных напоров:

$$\left. \begin{aligned} t_1 - t_{\text{ст1}} &= q(\alpha_1); \\ t_{\text{ст1}} - t_{\text{ст2}} &= q(\delta / \lambda); \\ t_{\text{ст2}} - t_2 &= q(1 / \alpha_2), \end{aligned} \right\} \quad (12.11)$$

а затем их почленно сложим:

$$t_1 - t_2 = q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2). \quad (12.12)$$

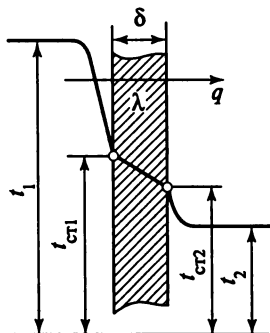


Рис. 12.1. Схема теплопередачи через однослойную плоскую стенку

Отсюда определим значения поверхностной плотности теплового потока

$$q = \frac{t_1 - t_2}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2} \quad (12.13)$$

и коэффициента теплопередачи

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \quad (12.14)$$

Величину, обратную коэффициенту теплопередачи, называют полным термическим сопротивлением, $\text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$,

$$R_T = 1/k = 1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2. \quad (12.15)$$

Из (12.15) следует, что полное термическое сопротивление равно сумме отдельных, так называемых частных термических сопротивлений: термического сопротивления теплоотдачи со стороны жидкости с более высокой температурой ($1/\alpha_1$); термического сопротивления теплопроводности стенки (δ/λ); термического сопротивления теплоотдачи со стороны жидкости с более низкой температурой ($1/\alpha_2$).

Для многослойной (n -слойной) плоской стенки, разделяющей две жидкости с различными температурами, с помощью аналогичных выкладок получим следующее выражение для определения коэффициента теплопередачи:

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{i=n} (\delta_i/\lambda_i) + 1/\alpha_2}, \quad (12.16)$$

а общее термическое сопротивление теплопередачи многослойной стенки

$$R_T = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n} (\delta_i/\lambda_i) + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (12.17)$$

где δ_1/λ_1 , δ_2/λ_2 , δ_i/λ_i – термические сопротивления соответственно 1-го, 2-го, i -го слоев.

Для определения температур на гранях n -слойной стенки и на ее границах следует использовать формулы типа (12.11).

Температура на поверхности первого слоя со стороны теплоотдающей среды

$$t_{\text{ст1}} = t_1 - q(1/\alpha_1). \quad (12.18)$$

Температура на границе между первым и вторым слоями

$$t_{\text{ст}2} = t_1 - q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \delta_i / \lambda_i \right). \quad (12.19)$$

Температура на границе между i -м и $(i+1)$ -м слоями (i – порядковый номер слоя)

$$t_{\text{ст}(i+1)} = t_1 - q(1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \dots + \delta_i/\lambda_i). \quad (12.20)$$

Температура на поверхности последнего слоя, соприкасающегося с теплопринимающей средой,

$$t_{\text{ст}(n+1)} = t_1 - q \left(1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i \right) = t_2 + q(1/\alpha_2). \quad (12.21)$$

Теплопередача через стенки сложной формы. Примененный в предыдущем параграфе метод вывода выражений для определения коэффициента теплопередачи k можно распространить на цилиндрические, оребренные и другие стенки сложной формы. Оставляя выводы за рамками этой книги, запишем уравнение, которое обобщает все встречающиеся на практике случаи:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 (A_1/A)} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i (A_{\text{ст}i}/A)} + \frac{1}{\alpha_2 (A_2/A)}}, \quad (12.22)$$

где A_1 , A_2 – площади поверхностей стенок, омываемых соответственно горячей и холодной жидкостями; A – площадь расчетной поверхности теплопередачи, используемая в (12.7); $A_{\text{ст}i}$ – площадь расчетной поверхности теплопередачи i -й стенки в случае многослойной конструкции.

Важно отметить, что в каждом конкретном случае можно принимать $A = A_1$, $A = A_2$, $A = A_{\text{ст}i}$ и т.д. При этом пропорционально A будет изменяться значение коэффициента теплопередачи, но произведение kA всегда будет неизменным. Во избежание возможных недоразумений для всех случаев сложных стенок впредь будем указывать, к какой площади поверхности отнесен коэффициент теплопередачи, но произведение kA всегда будет неизменным.

Рассмотрим основные случаи использования (12.22). Для плоской одно- или многослойной стенки $A_1 = A_2 = A_{\text{ст}i} = A$. Легко видеть, что при заданных условиях (12.22) преобразуется в (12.16).

Для цилиндрических стенок (труб) итог преобразования (12.22) зависит от того, к какой поверхности цилиндрической стенки, внутренней или наружной, отнесен коэффициент теплопередачи. Принимая, что внутри трубы движется горячая жидкость с температурой t_1 (см. рис. 8.5, а),

омывая внутреннюю поверхность A_1 , а наружную поверхность однослойной трубы A_2 омывает холодная жидкость с температурой t_2 , запишем выражения для определения площадей:

$$A_1 = \pi d_1 L; \quad A_2 = \pi d_2 L; \quad A_{\text{ст}} = \frac{A_2 - A_1}{\ln(A_2/A_1)} = \frac{\pi L(d_2 - d_1)}{\ln(d_2/d_1)}.$$

Учитывая, что $\delta = (d_2 - d_1)/2$, окончательно имеем при отнесении коэффициента теплопередачи:

к внутренней поверхности трубы

$$k_{(A_1)} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_2}}; \quad (12.23)$$

к наружной поверхности трубы

$$k_{(A_2)} = \frac{1}{\frac{d_2}{\alpha_1 d_1} + \frac{d_2}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (12.24)$$

Поскольку $A_2 > A_1$, то $k_{(A_1)} > k_{(A_2)}$, но $k_{(A_1)} A_1 = k_{(A_2)} A_2$.

Для многослойной цилиндрической стенки (12.23) и (12.24) переписываются так:

$$k_{(A_1)} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_{n+1}}}; \quad (12.25)$$

$$k_{(A_{n+1})} = \frac{1}{\frac{d_{n+1}}{\alpha_1 d_1} + \frac{d_{n+1}}{2} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (12.26)$$

Здесь d_{n+1} , A_{n+1} — соответственно диаметр и площадь наружной поверхности трубы.

Температуру на границе i -го и $(i+1)$ -го слоев многослойной цилиндрической стенки можно определить с помощью одного из следующих уравнений:

$$t_{\text{ст}(i+1)} = t_1 - \frac{\Phi}{\pi L} \left(\frac{1}{d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \dots + \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \right); \quad (12.27)$$

$$t_{\text{ст}(i+1)} = t_2 + \frac{\Phi}{\pi L} \left(\frac{1}{2\lambda_{i+1}} \ln \frac{d_{i+2}}{d_{i+1}} + \dots + \frac{1}{2\lambda_n} \ln \frac{d_{n+1}}{d_n} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}} \right), \quad (12.28)$$

где $\Phi = k_{(A_1)} A_1 (t_1 - t_2) = k_{(A_2)} A_2 (t_1 - t_2)$.

Рассмотрим уравнения для определения коэффициента теплопередачи в случае применения оребренных труб (см. рис. 10.10). Напомним, что оребрение всегда выполняют со стороны той среды, которая характеризуется наименьшим коэффициентом теплоотдачи. Отношение площади полной поверхности трубы со стороны оребрения $A_{\text{п}}$ к внутренней поверхности трубы $A_{\text{вн}} = \pi d_{\text{вн}} L$ обозначим $\Omega_{\text{ор}}$. Тогда, по-прежнему, обозначая коэффициент теплоотдачи внутри трубы α_1 , а снаружи (в межтрубном пространстве) α_2 , при отнесении коэффициента теплопередачи к оребренной поверхности трубы из (12.22) получим

$$k_{(A_{\text{п}})} = \frac{1}{\frac{\Omega_{\text{ор}}}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} \frac{A_{\text{п}}}{A_{\text{сти}}} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (12.29)$$

а при отнесении коэффициента теплопередачи к неоребренной внутренней поверхности трубы

$$k_{(A_{\text{вн}})} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} \frac{A_{\text{вн}}}{A_{\text{сти}}} + \frac{1}{\alpha_2 \Omega_{\text{ор}}}}. \quad (12.30)$$

Из (12.29) и (12.30) следует, что с ростом отношения $\Omega_{\text{ор}}$, а следовательно, с ростом коэффициента оребрения $\phi_{\text{ор}}$ при неизменном значении $A_{\text{вн}}$ коэффициент теплопередачи, отнесенный к оребренной поверхности трубы, уменьшается ($A_{\text{п}}$ при этом растет), а коэффициент теплопередачи, отнесенный к неоребренной внутренней поверхности трубы, увеличивается.

Выражения (12.29) и (12.30) применимы для оребренных конструкций любой формы, но при этом необходимо коэффициент теплоотдачи со стороны оребрения (наименьший из коэффициентов теплоотдачи) обозначать α_2 , а со стороны неоребренной поверхности — α_1 ; отношение $\Omega_{\text{ор}}$ в этом случае представляет собой отношение площади полной поверхности со стороны оребрения к площади неоребренной поверхности, омываемой другим теплоносителем.

12.2. Тепловая изоляция. Критический диаметр изоляции

Для снижения тепловых потерь в окружающую среду необходимо увеличение полного термического сопротивления нагретого тела. Чаще всего это достигается путем нанесения на нагретую поверхность слоя тепловой изоляции. В качестве таковой применяют материалы с низким значением теплопроводности и достаточно стабильными другими физическими характеристиками. Теплоизоляционные материалы изготавливают из органического и неорганического сырья. К сырью органического происхождения относятся шерсть, хлопок, древесина и т.д., а неорганического – асбест, шлак, глина и т.п. В судовой практике в качестве теплоизоляционных материалов наиболее распространены пробка, стекловойлок, стеклянная и шлаковая вата, мипора, пенопласты, асбодревесные плиты, винидур и др.

Исследуем влияние материала и толщины наружного диаметра изоляции на полное термическое сопротивление и тепловые потери изолированного трубопровода. С этой целью рассмотрим цилиндрическую трубу, покрытую по внешней поверхности однослойной тепловой изоляцией. Полное термическое сопротивление такой двухслойной цилиндрической стенки при отнесении коэффициента теплопередачи, скажем, к ее внутренней поверхности,

$$R_{\text{т.из}} = \frac{1}{k_{(A_1)}} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_1}{2\lambda_{\text{из}}} \ln \frac{d_{\text{из}}}{d_2} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_{\text{из}}}. \quad (12.31)$$

Считаются заданными все значения величин, входящих в выражение термического сопротивления, кроме внешнего диаметра изоляции $d_{\text{из}}$, который при известном значении внешнего диаметра d_2 самой трубы определяет толщину изоляции. С увеличением диаметра $d_{\text{из}}$ увеличивается местное термическое сопротивление слоя изоляции $\frac{d_1}{2\lambda_{\text{из}}} \ln \frac{d_{\text{из}}}{d_2}$, но

одновременно уменьшается местное термическое сопротивление теплоотдачи $d_1/(\alpha_2 d_{\text{из}})$.

Чтобы выяснить влияние наружного диаметра изоляции (а следовательно, и толщины изоляции) на полное термическое сопротивление трубы, возьмем первую производную от правой части (12.31) по $d_{\text{из}}$ и приравняем ее нулю:

$$\frac{\partial R_{\text{т.из}}}{\partial d_{\text{из}}} = \frac{d_1}{d_{\text{из}}} \left(\frac{1}{2\lambda_{\text{из}}} - \frac{1}{\alpha_2 d_{\text{из}}} \right) = \frac{d_1}{2\lambda_{\text{из}} d_{\text{из}}} - \frac{d_1}{\alpha_2 d_{\text{из}}^2} = 0. \quad (12.32)$$

Производная $\partial R_{\text{т.из}}/\partial d_{\text{из}}$ обращается в нуль при некотором критическом диаметре $d_{\text{кр}}$, при котором термическое сопротивление цилиндрической стенки проходит через экстремальное значение:

$$\frac{1}{2\lambda_{\text{из}}} - \frac{1}{\alpha_2 d_{\text{из}}} = 0 \quad (12.33)$$

или

$$d_{\text{кр}} = d_{\text{из}} = 2\lambda_{\text{из}}/\alpha_2. \quad (12.34)$$

Поскольку вторая производная от $R_{\text{т.из}}$ больше нуля:

$$\left(\frac{\partial R_{\text{т.из}}}{\partial d_{\text{из}}} \right) d_{\text{кр}} = \left(\frac{2d_1}{\alpha_2 d_{\text{из}}^3} - \frac{d_1}{2\lambda_{\text{из}} d_{\text{из}}^2} \right) = \frac{d_1 \alpha_2^2}{8\lambda_{\text{из}}^3} > 0,$$

то критический диаметр соответствует минимальному термическому сопротивлению и максимуму теплового потока, а следовательно, и максимуму плотности теплового потока.

Из (12.34) следует, что критический диаметр изоляции $d_{\text{кр}}$ не зависит ни от наружного ни от внутреннего диаметров трубопровода, толщины изоляции $\delta_{\text{из}}$ и коэффициента теплоотдачи α_1 (от жидкости или газа к внутренней стенке трубы), а зависит только от теплопроводности изоляции $\lambda_{\text{из}}$ и коэффициента теплоотдачи α_2 (от внешней поверхности изоляции к окружающей среде).

Разность между термическим сопротивлением неизолированной трубы $R_{\text{т}}$ и термическим сопротивлением трубы, покрытой изоляцией,

$$R_{\text{т}} - R_{\text{т.из}} = \frac{d_1}{\alpha_2 d_2} - \left[\frac{d_1}{2\lambda_{\text{из}}} \ln \frac{d_{\text{из}}}{d_2} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_{\text{из}}} \right]. \quad (12.35)$$

Если $R_{\text{т}} = R_{\text{т.из}}$, то поверхностная плотность потока теплоты во внешнюю среду будет одинакова у изолированной и неизолированной труб. Если $R_{\text{т}} > R_{\text{т.из}}$, то наличие изоляции приводит к увеличению тепловых потерь в окружающую среду. Наконец, если $R_{\text{т}} < R_{\text{т.из}}$, то наличие изоляции приводит к уменьшению тепловых потерь в окружающую среду.

Остановимся несколько подробнее на зависимости тепловых потерь трубопровода от толщины изоляции $d_{\text{из}}$ и ее количества, определяемого теплопроводностью $\lambda_{\text{из}}$. Если $d_2 < d_{\text{кр}}$, то при наложении последовательных слоев изоляции ее толщина будет увеличиваться и, наконец, диаметр изолированного трубопровода достигнет значения $d_{\text{кр}} = 2\lambda_{\text{из}}/\alpha_2$. В этом случае по мере увеличения толщины изоляции до значения $d_{\text{кр}}$ тепловые потери будут расти, превышая тепловые потери неизолирован-

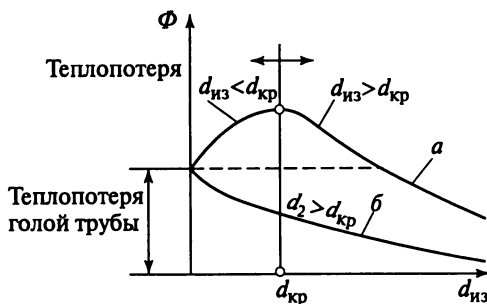


Рис. 12.2. Зависимость тепловых потерь с поверхности изолированного трубопровода от диаметра изоляции

ного трубопровода. При дальнейшем увеличении толщины изоляции ($d_{из} > d_{кр}$) тепловые потери будут уменьшаться. На рис. 12.2 показана зависимость тепловых потерь Φ наружного диаметра изоляции $d_{из}$ для случая $d_2 < d_{кр}$ (кривая *a*).

Если $d_2 > d_{кр}$, то при любой толщине изоляции диаметр $d_{из}$ никогда не окажется равным $d_{кр}$ и всегда $d_{из} > d_{кр}$. В этом случае применение изоляции с данным значением $\lambda_{из}$ любой толщины обеспечит уменьшение тепловых потерь; чем больше толщина изоляции, тем меньше тепловые потери (кривая *б* на рис. 12.2).

Коэффициент теплоотдачи α_2 для трубопроводов, проложенных в закрытых помещениях (при $t_{ст2} = 0 + 150\text{ }^\circ\text{C}$), можно приближенно определить по формуле

$$\alpha_2 = 9,8 + 0,07(t_{ст2} - t_2). \quad (12.36)$$

Таким образом при одинаковом значении коэффициента теплоотдачи критический диаметр трубы будет определяться качеством выбранного изоляционного материала. Так, например, бетонная изоляция [$\lambda = 1,28\text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$] будет эффективна только для труб при внешнем диаметре более 250 мм. Для асбестовой изоляции [$\lambda = 0,11\text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$] внешний диаметр трубы должен быть более 22 мм. Изоляция труб меньшего диаметра этими материалами приводит к росту потерь теплоты.

Кроме того, следует учитывать, что значение критического диаметра изоляции может меняться. Так увеличение влажности изоляции приводит к увеличению ее теплопроводности, что увеличивает значение критического диаметра и росту тепловых потерь.

ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

13.1. Типы и классификация теплообменных аппаратов

Теплообменными аппаратами (ТА) называются устройства, предназначенные для передачи теплоты от среды с более высокой температурой (теплоотдающей) к среде с более низкой температурой (тепловоспринимающей). Движущиеся среды, участвующие в процессе теплообмена, называются *теплоносителями*.

По способу передачи теплоты ТА делятся на рекуперативные (рис. 13.1, а–ж), регенеративные (рис. 13.1, з, и) и контактные (рис. 13.1, к, л).

Рекуперативными аппаратами (рекуператорами) называют такие ТА, в которых теплота от одного теплоносителя другому передается через разделяющую их стенку (поверхность теплообмена). Такие аппараты являются наиболее распространенными.

В *регенеративных* аппаратах (регенераторах) одна и та же теплообменная поверхность поочередно омывается теплоотдающим и тепловоспринимающим теплоносителями.

Обе группы указанных теплообменных аппаратов относятся к категории поверхностных теплообменников, так как в них имеются поверхности теплообмена, отдающие или воспринимающие теплоту. В рекуператорах – это поверхность, разделяющая теплоносители, а в регенераторах – поверхность тех тел (насадок), которые аккумулируют тепловую энергию, а затем отдают ее.

В *контактных* теплообменных аппаратах (градирнях, скрубберах, смесительных, барботажных и др.) перенос теплоты обеспечивается при непосредственном контакте теплоносителей. При этом процесс теплопереноса сопровождается частичным или полным смешением теплоносителей (массопереносом). Принцип действия контактных (смесительных) ТА наглядно иллюстрирует бытовой кран-смеситель холодной и горячей воды.

По характеру теплового режима различают аппараты со *стационарными* и *нестационарными* процессами переноса теплоты. В регенераторах происходят нестационарные процессы аккумуляции теплоты насадкой при омывании ее теплоотдающим теплоносителем с последующей передачей теплоты от насадки к тепловоспринимающему теплоносителю.

Наиболее распространенными являются рекуперативные ТА, которые работают в установившемся тепловом режиме. Ограничимся их рассмотрением, опуская в дальнейшем признаки способа передачи теплоты и характера теплового режима.

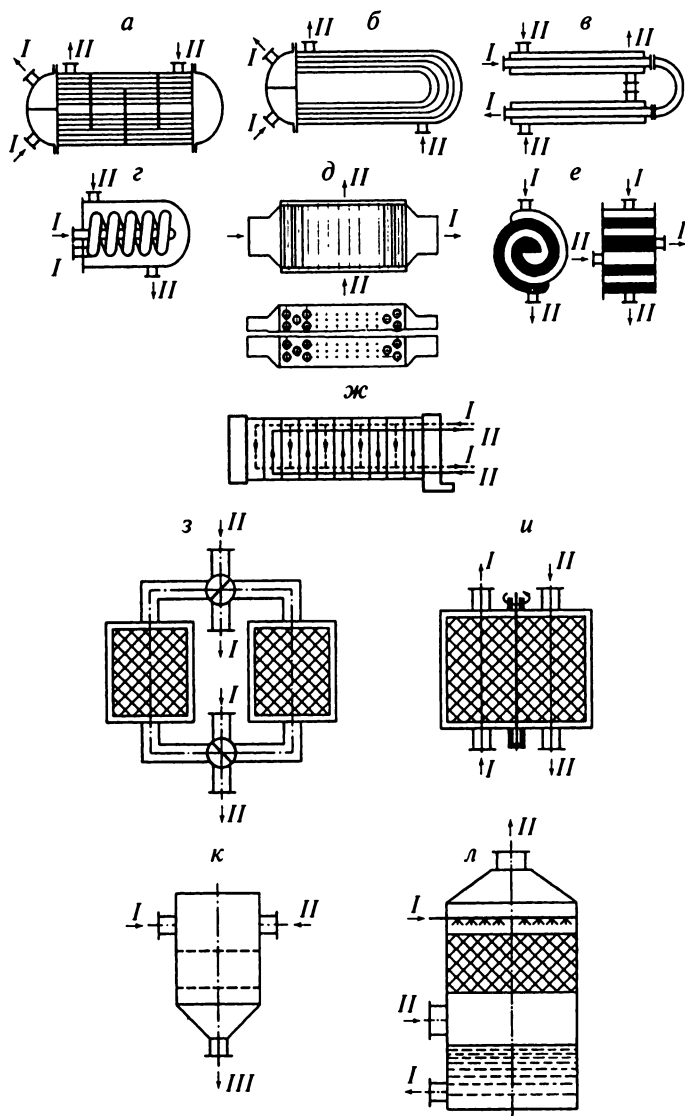


Рис. 13.1. Схемы теплообменных аппаратов:

а, б – кожухотрубных; *в* – секционных типа «труба в трубе»; *г* – змеевиковых; *д* – коробчатых; *е* – спиральных; *ж* – пластинчатых; *з* – с неподвижной насадкой; *и* – с подвижной насадкой; *к* – смешительных; *л* – насадочных

По назначению рекуперативные ТА разделяют на *охладители, нагреватели, конденсаторы, испарители, выпарные аппараты и кристаллизаторы.*

По характеру движения теплоносителей выделяют ТА с *естественной и принудительной циркуляцией*, а также с *движением теплоносителя под действием полей массовых сил*, например, силы тяжести. Примерами аппаратов с естественной циркуляцией являются некоторые конструкции паровых и водогрейных котлов, а аппаратов со свободным движением теплоносителя – конденсаторы, паровые подогреватели нефтепродуктов и некоторые виды контактных теплообменников. К ТА с принудительной циркуляцией относятся аппараты с вынужденным движением теплоносителей в каналах.

По роду теплоносителя ТА различают *газовые, газожидкостные и жидкостные* аппараты.

По типу поверхности выделяют *трубчатые* ТА и аппараты, теплопередающая поверхность которых выполнена из *листового материала*. В трубчатых ТА используют гладкие прямые и змеевиковые трубы, а также трубы с оребрением. К ТА с поверхностью из листового материала относят спиральные, пластинчатые и пластинчато-ребристые теплообменники.

Трубчатые ТА являются традиционными для энергетических установок отрасли. Тем не менее, в последнее время все более широкое применение стали находить пластинчатые и пластинчато-ребристые теплообменники. Все приведенные ниже теоретические положения справедливы для ТА с любым типом теплообменной поверхности, однако, ограничимся рассмотрением только трубчатых ТА, как наиболее распространенных.

По типу кожуха различают *коробчатые и кожухотрубные* аппараты. У первых из них вертикально или горизонтально ориентированный трубный пучок расположен в кожухе (корпусе) коробчатого типа. В кожухотрубных аппаратах кожух выполнен в виде цилиндрической обечайки.

Кожухотрубные аппараты монтируют вертикально, горизонтально или с наклоном к горизонтальной плоскости, и это необходимо учитывать при расчете теплоотдачи в трубах и каналах ТА.

13.2. Схемы тока теплоносителей

Схемой тока называют схему взаимного движения теплоносителей в ТА.

Противоток реализуется в схеме тока (рис. 13.2, а), когда теплоносители, омывая разделяющую их стенку, движутся параллельно и навстречу один другому. С точки зрения передачи теплоты такая схема является самой эффективной.

Прямоток реализуется в схеме тока (рис. 13.2, б), когда теплоносители также движутся параллельно, но в одном и том же направлении. С точки зрения передачи теплоты такая схема является самой неэффективной.

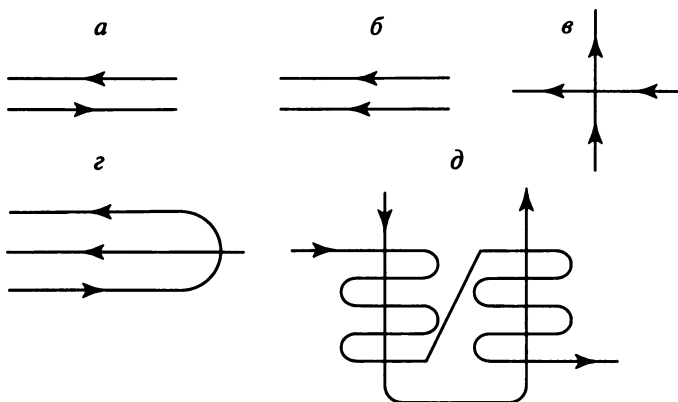


Рис. 13.2. Схемы движения теплоносителей

Перекрестный ток реализуется в схеме тока (см. рис. 13.2, в), когда теплоносители, омывая разделяющую их стенку, движутся во взаимно перпендикулярных направлениях.

Если число трубных ходов больше двух, что достигается установкой специальных перегородок в полостях крышек или продольных перегородок в межтрубном пространстве, то полагают, что в ТА реализован *смешанный (реверсивный) ток* (рис. 13.2, г). При этом теплоноситель, движущийся в трубах, как бы выполняет реверс и возвращается к месту входа в ТА.

Ходом называется участок поверхности нагрева, в пределах которого весь расход теплоносителя происходит в одном направлении.

Сплошной ток представляет собой произвольную комбинацию прямого тока, противотока, сложного и перекрестного токов (рис. 13.2, д).

В общем случае при выборе схемы движения теплоносителей стараются добиться приблизительно одинаковой разности между температурами теплоносителей по всей поверхности теплообмена.

13.3. Тепловой баланс

Основу теплового расчета поверхностного теплообменного аппарата составляют уравнение теплового баланса и уравнение теплопередачи.

Уравнение теплового баланса (при отсутствии тепловых потерь в окружающую среду) формулируется следующим образом: тепловой поток Φ_1 от теплоотдающего теплоносителя равен тепловому потоку Φ_2 к теплопринимающему теплоносителю ($\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi$), и записывается так:

$$\Phi = m_{\tau 1} c_{pm1} (t'_1 - t''_1) = m_{\tau 2} c_{pm2} (t''_2 - t'_2) \quad (13.1)$$

или

$$\Phi = m_{\tau 1}(i' - i'') = m_{\tau 2}(i'' - i'), \quad (13.2)$$

где Φ – тепловой поток, Вт; m_{τ} – массовый расход жидкости, кг/с; c_{pm} – средняя удельная массовая теплоемкость теплоносителя при постоянном давлении, Дж/(кг·К); t – температура теплоносителей, °С; i – удельная энтальпия теплоносителя, Дж/кг.

Индексом «1» отмечены величины, относящиеся к теплоотдающему теплоносителю, «2» – к тепловоспринимающему.

Индексом «'» помечены температуры и удельные энтальпии теплоносителей при входе в теплообменный аппарат; «''» – те же параметры теплоносителей при выходе из аппарата.

Обозначим произведение массового расхода жидкости на среднюю удельную теплоемкость $m_{\tau}c_{pm}$ через W , а изменения температур теплоносителей $t' - t''$ через Δt_1 и $t'' - t'$ через Δt_2 – соответственно теплоотдающего и тепловоспринимающего. Величину W называют *условным эквивалентом* или *полной теплоемкостью массового расхода*. Прежнее название, когда массовая теплоемкость измерялась в ккал/(кг·°С) и для воды равнялась 1 ккал/(кг·°С) – *водяной эквивалент*, поскольку W численно равнялось эквивалентному расходу воды, имеющему ту же полную теплоемкость, что и расход рассматриваемого теплоносителя теплоемкостью c_{pm} .

Тогда уравнение теплового баланса (13.1) можно записать так:

$$W_1 \Delta t_1 = W_2 \Delta t_2. \quad (13.3)$$

Из (13.3) следует

$$\Delta t_1 / \Delta t_2 = W_2 / W_1. \quad (13.4)$$

Из (13.4) получаем, что *изменения температур жидкостей обратно пропорциональны произведениям их массовых расходов на удельные теплоемкости*.

Введем обозначения для разностей удельных энтальпий жидкостей:

$$\Delta i_1 = i' - i'' \text{ и } \Delta i_2 = i'' - i'.$$

Тогда уравнение теплового баланса (13.2) можно записать так:

$$m_{\tau 1} \Delta i_1 = m_{\tau 2} \Delta i_2. \quad (13.5)$$

Из (13.5) следует

$$\Delta i_1 / \Delta i_2 = W_2 / W_1, \quad (13.6)$$

т.е. изменения удельных энтальпий теплоносителей обратно пропорциональны их условным эквивалентам.

Уравнения (13.1), (13.3) и (13.4) можно применять только в случае отсутствия фазовых превращений (кипения, конденсации) одного или

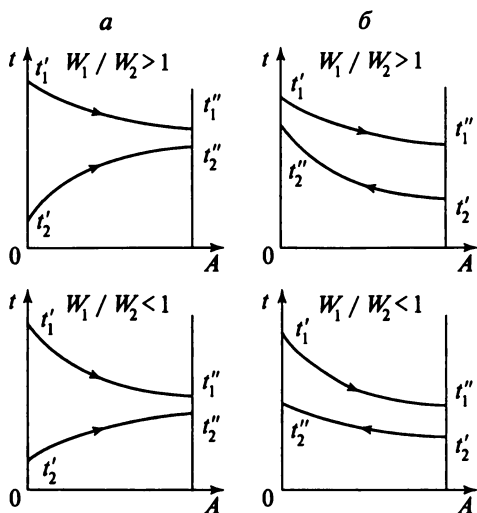


Рис. 13.3. Изменение температур при различных схемах движения теплоносителей:

a – прямоток; *б* – противоток

обоих теплоносителей в теплообменном аппарате, а уравнения (13.2), (13.5) и (13.6) – для всех случаев теплообмена при наличии или отсутствии фазовых превращений жидкости.

На рис. 13.3 показаны характерные кривые изменения температур жидкостей при движении их вдоль поверхности нагрева площадью A в зависимости от отношения W_1/W_2 для прямотока и противотока. В соответствии с формулой (13.4) наибольшее изменение температуры Δt происходит у того теплоносителя, у которого произведение массового расхода на удельную теплоемкость $m_t c_{pm}$ меньше.

13.4. Температурный напор

Уравнение теплопередачи для теплообменного аппарата

$$\Phi = kA\Delta t_t, \quad (13.7)$$

где Φ – тепловой поток от теплоотдающего к тепловоспринимающему теплоносителю через разделяющую их стенку, Вт; k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К); A – площадь поверхности теплообмена, м²; Δt_t – средняя разность температур теплоносителей, называемая температурным напором и зависящая от их начальных и конечных температур и схемы теплообмена (прямоточной, противоточной, перекрестной, смешанной и др.).

Определим температурный напор Δt_t для общего случая теплопередачи, когда температура теплоносителей меняется вдоль поверхности теплового обмена. Для этого рассмотрим ТА, работающий в стационарном режиме по схеме противотока (рис. 13.4, *а*) или прямотока (рис. 13.4, *б*).

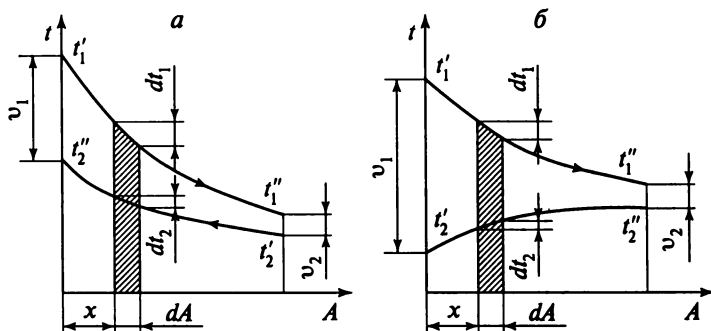


Рис. 13.4. Расчетные схемы для определения температурного напора:
 а – противоток; б – прямоток

Для элементарной площади поверхности теплообмена dA , удаленной от начала поверхности на размер x можно написать уравнение теплопередачи (13.7) и уравнение теплового баланса (13.1).

Поскольку при стационарном режиме тепловые потоки для теплоносителей равны, то уравнение теплового баланса можно записать в дифференциальной форме:

для случая противотока

$$\delta\Phi = -W_1 dt_1 = -W_2 dt_2, \quad (13.8a)$$

для случая прямотока

$$\delta\Phi = -W_1 dt_1 = W_2 dt_2. \quad (13.8б)$$

Знаки плюс или минус у dt_1 и dt_2 выбираются в зависимости от направления движения жидкостей. Так, при противотоке при увеличении площади поверхности теплообмена на dA температуры t_1 и t_2 уменьшаются, а при прямотоке температура t_2 увеличивается в то время, как температура t_1 уменьшается.

В дальнейшем рассмотрим только случай противотока. Из (13.8a)

$$dt_1 = -\frac{\delta\Phi}{W_1}; \quad (13.8в)$$

$$dt_2 = -\frac{\delta\Phi}{W_2}. \quad (13.8г)$$

Вычитая почленно (13.8г) из (13.8в), получаем

$$d(t_1 - t_2) = -\frac{\delta\Phi}{1/W_1 - 1/W_2}. \quad (13.8д)$$

В соответствии с (12.7)

$$\delta\Phi = kA(t_1 - t_2). \quad (13.8е)$$

После подстановки (13.8е) в (13.8д) получаем

$$d(t_1 - t_2) = -kA(t_1 - t_2)(1/W_1 - 1/W_2). \quad (13.8ж)$$

Разделяя переменные, интегрируем в пределах изменения разности температур от $t'_1 - t'_2 = v_1$ до $t'_1 - t'_2 = v_2$ и A от 0 до A :

$$-\int_{v_1}^{v_2} \frac{d(t_1 - t_2)}{(t_1 - t_2)} = k(1/W_1 - 1/W_2) \int_0^A dA, \quad (13.8з)$$

$$\ln \frac{v_1}{v_2} = kA(1/W_1 - 1/W_2). \quad (13.8и)$$

Подставляя значение kA из (13.7) в (13.8и), получаем

$$\ln \frac{v_1}{v_2} = \frac{\Phi(1/W_1 - 1/W_2)}{\Delta t_r}$$

или

$$\Delta t_r = \frac{\Phi / W_1 - \Phi / W_2}{\ln \frac{v_1}{v_2}}. \quad (13.8к)$$

Интегрируем (13.8а) в пределах изменения температур t_1 и t_2 :

$$\Phi/W_1 = t'_1 - t'_1. \quad (13.8л)$$

$$\Phi/W_2 = t'_2 - t'_2. \quad (13.8м)$$

Подставив (13.8л) и (13.8м) в (13.8к), получим окончательную расчетную формулу для определения средней разности температур Δt_r :

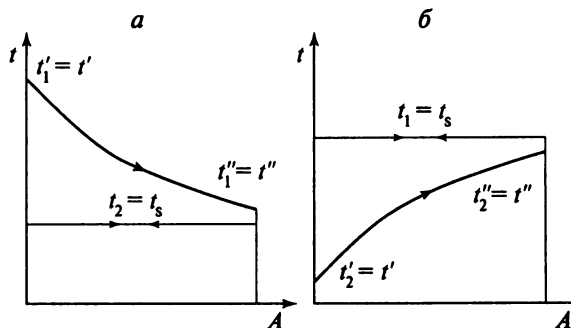
$$\Delta t_r = \frac{v_1 - v_2}{\ln \frac{v_1}{v_2}}, \quad (13.9)$$

где $v_1 = t'_1 - t'_2$ и $v_2 = t'_1 - t'_2$ — для противотока.

В случае прямотока порядок вывода и окончательное выражение для Δt_r остаются прежними, но для прямотока $v_1 = t'_1 - t'_2$ и $v_2 = t'_1 - t'_2$.

Рис. 13.5. Изменение температур теплоносителей при фазовых превращениях:

a – испарение; *б* – конденсация



Таким образом, при переменных температурах жидкостей для расчета теплопередачи вместо (12.7) следует применять (13.7), определяя температурный напор (среднюю разность температур) Δt_T по (13.9).

Величина Δt_m , определяемая по (13.9), называется *среднелогарифмической разностью температур* или *среднелогарифмическим температурным напором*.

Часто формулу для среднелогарифмического температурного напора записывают в следующем виде:

$$\Delta t_T = \frac{v_6 - v_m}{\ln \frac{v_6}{v_m}}, \quad (13.10)$$

где v_6 и v_m – соответственно наибольший и наименьший температурные напоры между теплоносителями.

Если температура одного из теплоносителей в пределах поверхности теплообмена остается постоянной (рис. 13.5) и равной температуре t_s фазового превращения (испарения, конденсации), то среднелогарифмический температурный напор

$$\Delta t_T = \frac{t' - t_s}{\ln \frac{t' - t_s}{t'' - t_s}}, \quad (13.11)$$

где t' и t'' – температуры теплоносителя с изменяющейся температурой на входе в ТА и выходе из него.

При $\Delta t_6 / \Delta t_m < 1,7$ температурный напор с достаточной степенью точности может быть заменен среднеарифметической разностью температур:

$$\Delta t_T = 0,5(\Delta t_6 + \Delta t_m). \quad (13.12)$$

При любых значениях температуры и любых значениях произведений массового расхода на удельную теплоемкость $m \cdot c_{pm}$ *наибольший возможный температурный напор* $(\Delta t_T)_{\text{прот}}$ *достигается при использовании*

противоточной схемы, и наименьший напор — при прямотоке (при прочих равных условиях), в связи с чем при проектировании теплообменных аппаратов рекомендуется применение противоточной схемы. Однако при этом необходимо учесть, что при противотоке поверхность теплообмена на начальном ее участке находится в худших температурных условиях, чем при прямотоке, так как этот участок омывается жидкостями, имеющими наибольшие температуры t'_1 и t'_2 . По этой причине (а иногда по конструктивным соображениям) в некоторых случаях применяют прямоточную схему или сложную, подобную изображенной на рис. 13.2, z (например, в пароперегревателях с высокой температурой перегретого пара).

Среднелогарифмический температурный напор для любой смешанной схемы движения теплоносителей всегда меньше, чем при противотоке, и больше, чем при прямотоке.

При перекрестной схеме и сложных схемах движения теплоносителей задача нахождения среднего температурного напора решается при помощи достаточно громоздких математических выражений, используемых только при расчете ТА на ЭВМ. При немашинном расчете обычно используют упрощающие расчет графики. Для любой схемы теплообмена можно написать

$$\Delta t_T = \varepsilon_{\Delta t} (\Delta t_T)_{\text{прот}}, \quad (13.13)$$

где $\varepsilon_{\Delta t}$ — поправочный коэффициент, меньший единицы, выбираемый из графика. Значение $\varepsilon_{\Delta t}$ можно представить как функцию двух безразмерных параметров P и R :

$$P = \frac{t''_2 - t'_2}{t'_1 - t'_2} = \frac{\Delta t_2}{\Delta t}; \quad (13.14)$$

$$R = \frac{t'_1 - t'_2}{t''_2 - t'_2} = \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}. \quad (13.15)$$

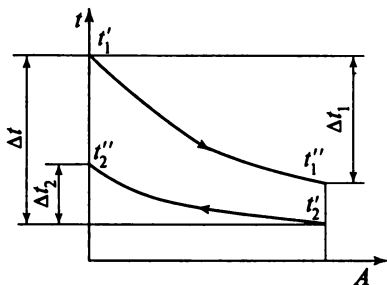


Рис. 13.6. График для расчета значений P и R

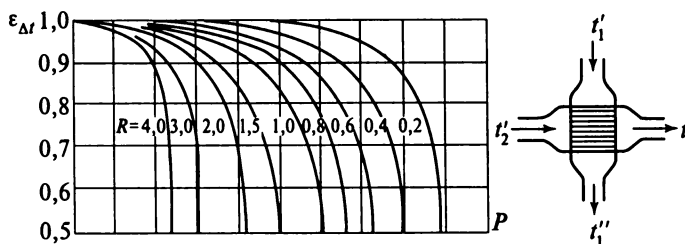


Рис. 13.7. График для определения значения поправочного коэффициента $\epsilon_{\Delta t}$

Разности температур Δt_1 , Δt_2 и $\Delta t'$ приведены на рис. 13.6. Таким образом, расчет сложных схем можно свести к определению $(\Delta t_t)_{\text{прот}}$ для противоточной схемы по (13.8) и поправочного коэффициента $\epsilon_{\Delta t}$ по графику в зависимости от значений P и R .

На рис. 13.7 представлен график функции $\epsilon_{\Delta t} = f(P, R)$ для перекрестной схемы движения, когда одна из жидкостей движется перпендикулярно пучку параллельных труб, внутри которых движется вторая жидкость. Графики $\epsilon_{\Delta t} = f(P, R)$ для часто встречающихся сложных схем представлены в специальной литературе.

В основное уравнение теплопередачи (13.7) входит коэффициент теплопередачи k , вычисление которого производится в соответствии с изложенным в подразд. 12.1. Обычно при расчете теплообменных аппаратов считают $k = \text{const}$, поскольку коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 определяют по средней температуре теплоносителей $t_{\text{пот1}}$ и $t_{\text{пот2}}$ или стенки. Для жидкости с большим значением W температуру $t_{\text{пот1}}$ принимают как среднеарифметическую из крайних значений, а для жидкости с меньшим значением W среднюю температуру $t_{\text{пот2}}$ подсчитывают по формуле

$$t_{\text{пот2}} = t_{\text{пот1}} \pm \Delta t_{\text{т}} \quad (13.16)$$

13.5. Тепловые расчеты

По назначению расчеты ТА подразделяются на конструкторские, проектные, проектно-конструкторские, поверочные, проектно-поверочные и исследовательские.

Конструкторские расчеты проводят на базе определенной технологической программы специализированных предприятий по производству ТА с использованием заранее разработанных каталогов основных деталей. В соответствии с этими документами и заданным типом ТА выбирают конструктивные размеры основных деталей и рассчитывают прочность. Иногда к категории конструкторских относят расчеты количества

труб в трубных ходах, рабочих длин труб (между трубными решетками), а также некоторые другие расчеты, уточняющие конструкцию ТА.

Проектные расчеты имеют целью определение поверхности теплопередачи A при заданных энергетических параметрах. Как правило, проектные расчеты ориентированы на использование стандартизованных конструкций. Наиболее трудоемкими частями проектного расчета являются определение коэффициента теплопередачи, среднего температурного напора и потерь давления (гидродинамический расчет).

Проектно-конструкторский расчет отличается от проектного тем, что объектом расчета является нестандартный ТА.

При *поверочном расчете* исходными данными являются тип ТА, все его конструктивные размеры, расходы теплоносителей, а также любая пара температур t_1, t'_1, t_2, t'_2 . Целью расчета является определение неизвестных конечных температур и характеристик теплообменника.

Проектно-поверочный расчет включает в себя проектный или проектно-конструкторский и полный поверочный расчеты. Обычно при проектном расчете округляют размеры до нормализованных величин и вводят некоторый запас теплообменной поверхности, а это приводит к отличию расчетной поверхности теплопередачи от действительно необходимой. Поэтому задачей окончательного поверочного расчета является корректировка выходных температур и расходов теплоносителей.

Целью *исследовательских расчетов* является оптимизация термодинамических, энергетических, конструктивных или экономических показателей ТА, корректировка расчетных уравнений по экспериментальным данным, проверка тех или иных зависимостей, выявление влияния различных физических величин, а также условий эксплуатации на характеристики ТА или исследуемые величины и т.п.

Как правило, при проведении расчетных исследований выполняют десятки и сотни отдельных расчетов, объединенных специальным планом, разработанным на базе идей математической теории планирования эксперимента.

Проектный расчет. Рассмотрим совокупность вычислительных операций, необходимых для конструирования нового ТА и определения его характеристик.

В состав исходных данных обычно входят следующие величины:

температуры теплоносителей t_1, t'_1, t_2, t'_2 (температура t'_2 чаще всего не задается);

расходы теплоносителей m_{t1} и m_{t2} и их давления (если теплоноситель — газ);

размеры каналов для прохода теплоносителей, которые если не заданы, то определяются при эскизной проработке пучка;

допустимые потери давления Δp_1^* и Δp_2^* , допускаемые скорости движения теплоносителей, геометрические размеры труб или пластин;

плотность и теплопроводность материала труб или других элементов теплопередающей поверхности;

число ходов теплоносителя в трубах, коэффициенты запаса.

Проектный расчет выполняют в такой последовательности:

- 1) определяют недостающие исходные данные, например t'_2 и т.п.;
- 2) рассчитывают поверхность теплопередачи (прямой расчет);
- 3) выполняют гидродинамический расчет (определение потерь давления);
- 4) рассчитывают тепловые, энергетические, массовые, объемные и прочие показатели эффективности ТА.

При прямом расчете:

- 1) рассчитывают геометрические характеристики теплопередающей поверхности, необходимые для расчета коэффициентов теплоотдачи α_1 , α_2 и теплопередачи k , а также проходные сечения;
- 2) определяют теплофизические свойства теплоносителей при определяющих температурах t_1 и t_2 по таблицам или с помощью уравнений, аппроксимирующих эти таблицы;
- 3) находят коэффициенты теплоотдачи α_1 , α_2 и теплопередачи k ;
- 4) определяют средний температурный напор Δt_T ;
- 5) рассчитывают требуемую поверхность теплопередачи по уравнению

$$A = \Phi / (k \Delta t_T) \text{ при } \Phi = W_1(t'_1 - t'_2) = W_2(t'_2 - t'_1);$$

- 6) увеличивают площадь A с учетом коэффициентов запаса, определяют линейные размеры теплопередающей поверхности, число рядов труб или перегородок и т.п.

Поверочный расчет. Излагаемый алгоритм поверочного расчета, так же как и алгоритм проектного расчета, не привязан к конкретной конструкции ТА и поэтому недостаточно детализирован.

Главное отличие поверочного расчета от проектного по структуре заключается в замене прямого расчета, имеющего целью определение площади поверхности теплопередачи A , обратным расчетом, целью которого является определение неизвестных концевых температур уже спроектированной или даже изготовленной конструкции. Поэтому по сравнению с проектным расчетом изменяется и состав исходных данных, в число которых могут быть включены следующие величины:

две температуры из набора t_1 , t'_1 , t_2 , t'_2 ;

расходы теплоносителей m_{t1} , m_{t2} и их давления; один из расходов, например m_{t2} , может быть и не задан;

все линейные и габаритные размеры трубного пучка, труб, каналов, число рядов труб, число перегородок, шаги разбивки трубного пучка S_1 и S_2 , число трубных ходов и т.д.;

плотность и теплопроводность материала труб или других элементов теплопередающей поверхности;

допускаемые скорости движения теплоносителей, допускаемые потери давления, коэффициенты запаса на неточность задания термического сопротивления загрязняющих отложений, неопределенность влияния обводных течений и неточность уравнений подобия.

Последовательность обратного расчета:

- 1) расчет геометрических характеристик теплопередающей поверхности, проходных сечений и площади поверхности теплопередачи A ;
- 2) предварительное задание определяющих температур и определение теплофизических свойств теплоносителей по таблицам или с помощью уравнений, аппроксимирующих данные этих таблиц;
- 3) расчет коэффициентов теплоотдачи α_1 , α_2 и теплопередачи k с учетом коэффициентов запаса;
- 4) определение числа единиц переноса теплоты, полных теплоемкостей массовых расходов, тепловой эффективности и т.п.;
- 5) расчет неизвестных конечных температур;
- 6) уточнение определяющих температур и повторение расчета, начиная с п. 2.

Как и в проектном расчете, обязательными частями поверочного являются гидродинамический расчет и расчет характеристик.

Более подробно методики теплового расчета теплообменных аппаратов приводятся в специальной литературе.

13.6. Гидродинамический расчет

Определение затрат мощности на преодоление гидравлического сопротивления является важной задачей проектных и поверочных расчетов ТА, так как от величины этих затрат зависит оценка энергетического совершенства выбранной конструкции.

При движении жидкости всегда возникают силы сопротивления этому движению. Поэтому при проектировании теплообменного аппарата нужно определить не только площадь поверхности теплообмена, но и гидравлические сопротивления, которые будут определять затраты энергии на привод вентилятора или насоса, подающего жидкость в аппарат.

Гидравлические сопротивления, как и коэффициент теплопередачи, зависят от скорости жидкостей в аппарате. С увеличением скорости возрастает коэффициент теплоотдачи, что приводит к уменьшению площади поверхности теплообмена, но одновременно увеличивается гидравлическое сопротивление, что обуславливает возрастание затрат энергии на обеспечение движения жидкостей в теплообменном аппарате. В связи с этим скорости жидкостей в аппаратах следует выбирать в оптимальных пределах, исходя из стоимостей теплообменного аппарата и энергии на привод обслуживающего его насоса или вентилятора.

Полное гидравлическое сопротивление аппарата при неизотермическом движении жидкости через теплообменный аппарат

$$\Delta p = \Delta p_{\text{тр}} + \Delta p_{\text{м}} + \Delta p_{\text{у}} \pm \Delta p_{\text{с}}, \quad (13.17)$$

где $\Delta p_{\text{тр}}$ — сопротивление трения; $\Delta p_{\text{м}}$ — местные сопротивления; $\Delta p_{\text{у}}$ — гидравлические сопротивления, обусловленные ускорением потока вследствие неизотермичности процесса теплообмена; $\Delta p_{\text{с}}$ — потери давления на преодоление самотяги.

Гидравлические сопротивления трения, возникающие при продольном и поперечном омываниях поверхности теплообмена, различны.

При турбулентном неизотермическом течении жидкости в трубах и каналах гидравлические сопротивления, Па,

$$\Delta p_{\text{тр}} = \xi \frac{l}{d_3} \rho \frac{w^2}{2}, \quad (13.18)$$

где ξ — безразмерный коэффициент сопротивления трения; l — длина канала, м; d_3 — эквивалентный диаметр, м; ρ — плотность теплоносителя при определяющей температуре, кг/м³; w — скорость движения теплоносителя, м/с.

Коэффициент сопротивления трения зависит от режима течения теплоносителя, чистоты поверхности и направления теплового потока. Для турбулентного режима при высоте выступов шероховатости меньше толщины пограничного слоя коэффициент

$$\xi = \frac{0,3164}{\text{Re}_{\text{пот}}^{0,25}} \left(\frac{\text{Pr}_{\text{ст}}}{\text{Pr}_{\text{пот}}} \right)^{1/3}. \quad (13.19)$$

При поперечном обтекании пучков труб гидравлические сопротивления следует рассматривать как сумму сопротивлений трения и местных сопротивлений. При этом основную долю здесь составляют местные сопротивления расширения и сужения потока. Гидравлические сопротивления различных пучков труб при их поперечном обтекании определяют по формулам, приведенным в специальной литературе.

Местные сопротивления в теплообменном аппарате складываются из сопротивлений, возникающих в связи с изменением площади сечения канала, изменением направления потока, обтеканием препятствий:

$$\Delta p_{\text{м}} = \xi_{\text{м}} \rho \frac{w^2}{2}. \quad (13.20)$$

Коэффициент местных сопротивлений $\xi_{\text{м}}$ зависит от вида препятствия, деформирующего поток. Значения коэффициентов местных сопротивлений приводятся в специальной и справочной литературе.

Гидравлическое сопротивление, вызванное изменением скорости жидкости вдоль поверхности теплообмена вследствие изменения температуры жидкости при постоянной площади сечения канала

$$\Delta p_y = \rho_2 \frac{w_2^2}{2} - \rho_1 \frac{w_1^2}{2}, \quad (13.21)$$

где w_1 и w_2 – скорости соответственно во входном и выходном сечениях канала; ρ_1 и ρ_2 – плотности жидкостей во входном и выходном сечениях.

Для капельных жидкостей гидравлическое сопротивление Δp_y мало по сравнению с общим сопротивлением и им можно пренебречь.

Гидравлическое сопротивление на преодоление самотяги

$$\Delta p_c = g(\rho - \rho_v)h, \quad (13.22)$$

где ρ и ρ_v – средние плотности жидкости и окружающего воздуха; h – высота, на которую поднимается или опускается жидкость в теплообменнике.

При движении жидкости сверху вниз сопротивление увеличивается и в (13.17) применяют знак плюс. При движении нагреваемой жидкости снизу вверх сопротивление уменьшается и в (13.17) применяют знак минус. Если теплообменный аппарат не сообщается с окружающим воздухом и работает в замкнутой системе, то $\Delta p_c = 0$.

Определив полное гидравлическое сопротивление теплообменного аппарата и зная массовый расход жидкости, находят мощность насоса, необходимую для подачи жидкости через аппарат, Вт:

$$P = \frac{m_t \Delta p}{\rho \eta}, \quad (13.23)$$

где m_t – массовый расход теплоносителя, кг/с; Δp – полное гидравлическое сопротивление аппарата, Па; ρ – плотность теплоносителя, кг/с; h – КПД вентилятора или насоса.

В результате выполненных тепловых и гидромеханических расчетов находят наиболее выгодное соотношение между затратами на сооружение теплообменного аппарата, которые в основном зависят от площади поверхности теплообмена, и расходами энергии на его обслуживание.

13.7. Тепловые трубы и термосифоны

К специальным типам теплообменных аппаратов с промежуточным теплоносителем относятся тепловые трубы и термосифоны.

Тепловыми трубами называются устройства, выполняющие функции теплопроводов типа стержней и ребер, но в отличие от теплопроводов из сплошного твердого материала внутри тепловых труб осуществляется интенсивный тепломассообмен за счет процессов испарения и конден-

сацией находящейся внутри трубы жидкости (промежуточного теплоносителя). В результате, интенсивность теплопередачи (эффективная теплопроводность «стержня») возрастает на много порядков.

История создания этих аппаратов восходит к изобретениям Перкинса (1897) и Гоглера (1942). Впервые идея тепловой трубы была предложена Гоглером в 1942 г. Но только в начале 60-х годов XX в., после того как Гровер независимо от Гоглера вновь изобрел тепловую трубу, ее замечательные свойства были по достоинству оценены и появились серьезные исследования и разработки.

В некоторых отношениях тепловая труба аналогична термосифону, поэтому прежде чем рассматривать работу тепловой трубы, рассмотрим принцип работы *термосифона* (рис. 13.8, а).

В трубу помещается небольшое количество воды, 5 затем из трубы откачивается воздух, и она плотно закрывается. Нижний конец трубы нагревается, что вызывает испарение жидкости и движение пара к холодному концу трубы, где он конденсируется. Конденсат 4 под действием гравитационных сил возвращается к горячему концу. Так как скрытая теплота парообразования велика, то даже при очень малой разности температур между концами термосифона он может передавать значительное количество теплоты. Таким образом, подобная конструкция имеет высокую эффективную теплопроводность. Одним из принципиальных недостатков термосифона является возврат конденсата в зону испарения за счет гравитационных сил, вследствие чего зона испарения всегда должна находиться ниже зоны конденсации.

Тепловая труба (рис. 13.8, б) по конструкции аналогична термосифону, но в тепловой трубе на внутренней стенке укреплен фитиль 6, сделанный, например, из нескольких слоев тонкой сетки, и конденсат 4 возвращается в испаритель под действием капиллярных сил. В тепловой трубе на расположение испарителя не накладывается никаких ограничений, и она может работать при любой ориентации. Если испаритель тепловой трубы оказывается в нижней точке, гравитационные силы будут действовать в одном направлении с капиллярными. Термин тепловая труба применяется также к высокоэффективным теплопередающим устройствам, в которых возврат конденсата осуществляется другими способами, на-

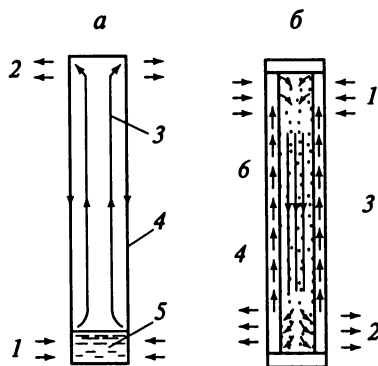


Рис. 13.8. Термосифон (а) и тепловая труба (б):

1, 2 — соответственно подвод и отвод теплоты; 3 — пар; 4 — конденсат; 5 — жидкость; 6 — фитиль

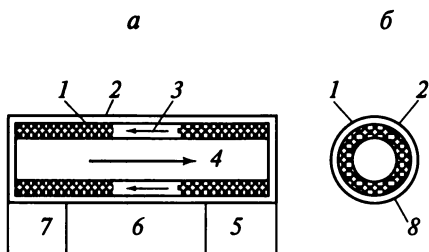


Рис.13.9. Продольное (а) и поперечное (б) сечения тепловой трубы:

1 – фитиль; 2 – стенка трубы; 3 – возврат жидкости по фитилю; 4 – пар; 5, 7 – соответственно участки конденсации и испарения; 6 – адиабатный участок; 8 – паровой канал

пример под действием центробежной силы.

Некоторым методам возврата конденсата соответствуют следующие виды теплообменных устройств:

Гравитация	термосифон
Капиллярные силы	стандартная тепловая труба
Центробежная сила	«вращающаяся»
Электростатические объемные силы	электрогидродинамическая тепловая труба
Магнитные объемные силы	магнетогидродинамическая тепловая труба
Осмотические силы	осмотическая тепловая труба

Тепловая труба (рис. 13.9) имеет участок испарения 7 и участок конденсации 5. В случае необходимости, обусловленной внешними требованиями, труба может иметь еще одну зону – адиабатный участок 6, разделяющий испаритель и конденсатор. В поперечном сечении тепловая труба состоит из стенки 2 корпуса, фитиля 1 и парового канала 8.

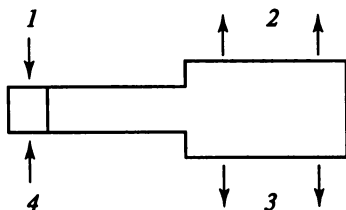
Эффективность тепловой трубы часто определяется с помощью понятия «эквивалентная теплопроводность». Например, цилиндрическая тепловая труба, показанная на рис. 13.9, б, в которой в качестве рабочей жидкости используется вода при температуре 150 °С, будет иметь теплопроводность в сотни раз большую, чем медь. Теплопередающая способность тепловой трубы может быть очень большой; в тепловых трубах на литии при температуре 1 500 °С в осевом направлении может быть передан тепловой поток $10 + 20 \text{ кВт/см}^2$. При соответствующем выборе рабочей жидкости и материала корпуса могут быть созданы тепловые трубы для работы в интервале температур 4 ... 2300 К.

Цилиндрические тепловые трубы применимы во многих случаях, но для удовлетворения специальных требований могут быть созданы трубы других конфигураций.

Высокая эффективная теплопроводность тепловых труб – не единственное их свойство. Тепловая труба характеризуется также способностью действовать как трансформатор теплового потока (рис. 13.10) и изотер-

Рис. 13.10. Схема работы тепловой трубы как трансформатора теплового потока:

1, 2 – соответственно подвод и отвод теплоты; 3, 4 – соответственно низкий и высокий тепловые потоки



мичностью поверхности при низком термическом сопротивлении. Поверхность конденсации тепловой трубы в этом случае работает практически при постоянной температуре. Если на некотором участке возникает местный тепловой сток, то количество конденсирующегося в этом месте пара увеличивается и за счет этого температура поддерживается на прежнем уровне.

Области применения тепловых труб очень разнообразны. Тепловые трубы используются, например, для охлаждения криогенных мишеней в ядерных ускорителях, для охлаждения электронного оборудования, в установках для кондиционирования зданий, в печах, при охлаждении и нагреве двигателей и т.п.

РАЗДЕЛ 3

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОТЫ

ГЛАВА 14

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТОПЛИВА И ОСНОВЫ ИХ ГОРЕНИЯ

14.1. Классификация топлив. Элементарный состав. Формулы пересчета

Органическое ископаемое топливо (твердое, жидкое, газообразное) является в настоящее время и по прогнозам до 2030 г. основным источником энергии (теплоты) для промышленного использования, а также для транспортных двигателей.

Под *топливом* понимают вещества, выделяющие в результате тех или иных преобразований тепловую энергию, которая используется в технических целях.

По принципу выделения энергии различают две группы топлив: химическое, выделяющее энергию в результате окисления горючих элементов, и ядерное, выделяющее энергию при делении ядер.

В настоящее время в мире преимущественно используется химическое или органическое топливо, являющееся источником около 70% всей вырабатываемой энергии.

При использовании топлив находят применение как выделяемая энергия – теплота, так и их химические свойства. Поэтому топлива могут быть разделены на энергетические и технологические.

Энергетическое топливо предназначено для сжигания с целью непосредственного получения тепловой энергии или ее преобразования в механическую и (или) электрическую энергии.

Технологическое топливо используется для ведения высокотемпературных технологических процессов (нагрев, обжиг, плавление и др.) и химической переработки для получения искусственного топлива (кокса) и технических продуктов (например, при сжигании кокса в доменных печах используются восстановительные свойства углерода).

По агрегатному состоянию все топлива делятся на *твердые, жидкие и газообразные*, а по способу получения или добычи – на *природные и производные (искусственные)*. Кроме древесины, все виды природных топлив представляют собой горючие ископаемые. Искусственное топливо получают путем переработки природного. Методы переработки весьма раз-

Классификация основных видов химических топлив

Характер топлива	Виды топлив		
	Твердое	Жидкое	Газообразное
Природное	Древесина, торф, горючие сланцы, бурый уголь, каменный уголь, антрацит	Нефть, газовые конденсаты	Природный газ, попутные газы нефтяных месторождений
Искусственное	Полукокс, кокс, торфяные и угольные брикеты	Бензин, лигроин, керосин, газойль, моторные топлива, газотурбинное топливо, мазут, печное бытовое топливо	Нефтяной, полукоксый, коксовый, генераторный, доменный газы, газ подземной газификации углей

нообразны и зависят от характеристики и назначения конечного продукта, в их основе лежат физико-механические воздействия на исходный продукт: дробление, помол, нагрев, перегонка и т.д. Основные виды химических топлив представлены в табл. 14.1.

При проведении химического анализа топлива определяются доли различных химических элементов и составляющих его веществ, т.е. элементарный состав. Органическое топливо состоит из сложных соединений различных элементов: углерода (С), водорода (Н), кислорода (О), серы (S), азота (N) и других, а также балласта в виде влаги (W) и минеральных компонентов, не участвующих в процессе горения и способствующих образованию золы (А).

Все виды топлив состоят из *горючей* и *негорючей* частей (балласта). К горючим элементам относятся углерод, водород и горючая сера: к негорючей части — кислород, азот, влага, зола и негорючая сера.

Углерод (С) является главной горючей составляющей всех топлив. При полном сгорании углерода тепловыделение составляет $33,5 \cdot 10^3$ кДж/кг. Тепловая ценность топлива определяется содержанием в нем углерода. Так, в древесине и торфе его доля достигает 58%, в угле и мазуте — 90%. При термохимической переработке топлив углерод служит основой для образования вторичных органических веществ и составляет основную часть важного искусственного технологического топлива — кокса.

Водород (Н) — вторая важнейшая горючая составляющая любого топлива. Тепловыделение при его сгорании зависит от агрегатного состояния (жидкое или газообразное) конечного продукта горения водорода воды — и может достигать $142 \cdot 10^3$ кДж/кг. С увеличением возраста твердого топлива содержание в нем водорода падает.

Кислород (О) — является балластной примесью в топливе, так как снижает его тепловую ценность. Кроме того, он связывает в топливе водород, обесценивая и его. В твердых топливах с небольшим химическим возрастом содержание кислорода может достигать 30% и выше, а в большинстве жидких моторных топлив оно не превышает 1,5%.

Азот (N) также балластирует топливо, снижая содержание в нем горючих веществ. В составе твердого топлива его содержится до 1,5%, в жидких — менее 1%.

Сера (S) входит в топливо в трех видах — сера органическая ($S_{\text{орг}}$), входящая в состав его органических соединений, сера колчеданная ($S_{\text{к}}$), входящая в состав сульфидов, главным образом пирита и марказита (FeS_2), и сера сульфатная ($S_{\text{с}}$), входящая в состав различного вида сульфатов, например CaSO_4 , MgSO_4 , FeSO_4 и др.

Первые две составляющие серы горят — это так называемая летучая (горючая) сера: $S_{\text{л}} = S_{\text{орг}} + S_{\text{к}}$.

Сульфатная сера в горении топлива не участвует, так как уже находится в соединении с кислородом. В связи с этим она включается во внешний негорючий остаток — золу. Суммарное содержание серы во всех трех соединениях носит название серы общей — $S_{\text{общ}} = S_{\text{орг}} + S_{\text{к}} + S_{\text{с}} = S_{\text{л}} + S_{\text{с}}$. Сера является вредной составляющей топлива, так как при ее сгорании образуются окислы: сернистый ангидрид (SO_2) и серный ангидрид (SO_3). Особенно вреден SO_3 , который, соединяясь с влагой, дает в качестве конечного продукта серную кислоту: $\text{SO}_3 + \text{H}_2\text{O} = \text{H}_2\text{SO}_4$. Она вызывает интенсивную коррозию металла котельных агрегатов, двигателей внутреннего сгорания, строительных конструкций и т.д. Выбросы SO_2 и SO_3 в атмосферу оказывают вредное влияние на окружающую среду.

Минеральные компоненты (А)¹ являются главной балластной составляющей топлива, входящей в состав остаточного продукта полного сгорания топлива — золы. В состав золы входят как вещества, образующие минеральную часть топлива, так и продукты их разложения и окисления. Содержание минеральных компонентов в твердых топливах колеблется в очень широких пределах: от 1–2% в древесине до 70% в сланцах, в жидких топливах — до 1%. Количество минеральных компонентов в топливе определяет его *зольность*, т.е. способность образовывать в процессе сжигания золу. Основной характеристикой золы является температура плавления, зависящая от ее состава.

Топлива с большим содержанием минеральных компонентов нецелесообразно перевозить на большие расстояния.

¹ Иногда минеральные компоненты, содержащиеся в топливе, называют золой. На наш взгляд, использование данного термина не вполне корректно, поскольку зола — это продукт, образующийся в процессе сжигания топлив, а не содержащийся в них.

Влага (W), так же как и минеральные компоненты, — балласт, снижающий тепловую ценность топлива и определяющий целесообразность его транспортировки на большие расстояния. На испарение влаги тратится часть теплоты, выделяющейся при сгорании топлива, что уменьшает температурный уровень процесса горения. Кроме того, снижается значение температуры точки росы водяных паров, содержащихся в продуктах сгорания и увеличивается опасность низкотемпературной коррозии. Доля влаги в составе топлива колеблется очень широко: от 0,3 + 1,5% в мазуте, 5% в каменных углях, до 20 + 57% в торфах и бурых углях.

Элементарный состав горючих газов можно представить так же, как и твердых и жидких топлив. Однако для удобства анализа и расчетов процесса горения газов их состав обычно представляют в виде суммы объемных долей горючих компонентов и балластных примесей в процентах, определяемых при нормальных условиях без учета водяных паров, т.е. на сухую массу топлива.

В состав природных газов в качестве горючих элементов входят метан (CH_4) — до 98,9%, углеводороды метанового ряда (0,3–10%)— этан (C_2H_6), пропан (C_3H_8), бутан (C_4H_{10}) и другие, а также в виде следов сероводород (H_2S). Балластом являются азот (N_2), углекислый газ (CO_2) и водяные пары.

В попутных газах нефтяных месторождений содержание метана ниже (до 45%), однако, возрастает доля тяжелых углеводородов (до 40%).

Искусственные газы в качестве горючих компонентов содержат водород, метан, окись углерода (CO) и небольшие количества тяжелых углеводородов (в коксовом газе). Балластными примесями в искусственных газах являются CO_2 , N_2 , водяные пары и пыль.

Влагосодержание газообразных топлив d , кг/м^3 , колеблется в зависимости от состояния топлива.

Содержание химических элементов и других составляющих топлива исчисляется в процентах от единицы массы или объема, исходя из определенной части (массы) топлива. В зависимости от состава и вида топлива различают рабочую, аналитическую, сухую, горючую и органические массы топлива. Каждой массе присваивается соответствующий индекс: рабочей — р, сухой — с, горючей — г, органической — о, аналитической — а.

Для твердых топлив применимы все пять масс. О составе топлива на соответствующую массу судят по индексу элементов. Топливо в том виде, в котором оно приходит к потребителю, называется *рабочим*. Его состав наиболее полно отражает состояние топлива. Элементарный состав рабочей массы записывается в следующем виде:

$$\text{C}^p + \text{H}^p + \text{O}^p + \text{N}^p + \text{S}_d^p + \text{A}^p + \text{W}^p = 100\%. \quad (14.1)$$

На лабораторный анализ топливо поступает воздушно-сухим, т.е. высушенным до постоянного веса на воздухе в естественных условиях.

Масса такого топлива называется *аналитической*. Ее элементарный состав представляется в виде:

$$C^a + H^a + O^a + N^a + S_{\text{л}}^a + A^a + W^a = 100\%. \quad (14.2)$$

При полном высушивании топлива (при $t \geq 105^\circ\text{C}$) получают *сухую* массу. Уравнение элементарного состава сухой массы топлива имеет вид:

$$C^c + H^c + O^c + N^c + S_{\text{л}}^c + A^c = 100\%. \quad (14.3)$$

Под горючей массой топлива понимают топливо, не содержащее механических компонентов и влаги (балласта). Уравнение элементарного состава горючей массы топлива:

$$C^g + H^g + O^g + N^g + S_{\text{орг}}^o = 100\%. \quad (14.4)$$

Органическая масса топлива в отличие от горючей не содержит колчеданную серу. Элементарный состав этой массы может быть выражен равенством:

$$C^o + H^o + O^o + N^o + S_{\text{орг}}^o = 100\%. \quad (14.5)$$

Очевидно, что при переходе от рабочей к органической массе доля химических элементов в составе топлива увеличивается, т.е. $C^o > C^g > C^c > C^a > C^p$.

Пересчет элементарного состава с горючей массы топлива на его рабочую массу и обратно производится по формулам:

$$C^p = C^g \frac{100 - A^p - W^p}{100}; \quad (14.6)$$

$$H^p = H^g \frac{100 - A^p - W^p}{100} \text{ и т.д.} \quad (14.7)$$

Для обратного пересчета из рабочей массы в горючую используется множитель $\frac{100}{100 - A^p - W^p}$.

Множители для пересчета состава топлива с одной массы на другую приводятся в табл. 14.2.

На практике часто приходится иметь дело с измененной по сравнению с нормативной (рабочей) массой топлива из-за несоответствия действительных влажности и зольности нормативным. Пересчет состава рабочей массы топлива, имеющего $W_p, A_p, B_p = W_p + A_p$, на новые – W_2, A_2 и $B_2 = W_2 + A_2$ – производится с помощью множителей:

$$\frac{100 - W_2^p}{100 - W_1^p}; \frac{100 - A_2^p}{100 - A_1^p} \text{ и } \frac{100 - B_2^p}{100 - B_1^p},$$

Переводные множители для пересчета заданной массы топлива в искомую

Заданная масса	Искомая масса		
	Рабочая	Сухая	Горючая
Рабочая	1	$\frac{100}{100 - A^P}$	$\frac{100}{100 - A^P - W^P}$
Сухая	$\frac{100 - A^P}{100}$	1	$\frac{100}{100 - A^P - W^P}$
Горючая	$\frac{100 - A^P - W^P}{100}$	$\frac{100 - A^C}{100}$	1

где B^P – суммарный балласт топлива $B^P = A^P + W^P$.

Для жидких топлив характерны рабочая и сухая (безводная) массы.

Рабочая масса жидких топлив характеризуется отсутствием в ее составе золы.

Состав природных и искусственных газов исчисляется только на сухой объем (1 м^3 при нормальных условиях). Для большинства природных газов он представляется в виде суммы:

$$\text{CH}_4 + \text{C}_2\text{H}_6 + \text{C}_3\text{H}_8 + \text{C}_5\text{H}_{12} + \text{N}_2 + \text{CO}_2 = 100\%. \quad (14.8)$$

В долю пентана (C_5H_{12}) включают и другие, более тяжелые углеводороды.

В наиболее общем виде состав сухих искусственных газов можно представить следующим образом:

$$\text{CH}_4 + \text{H}_2 + \text{CO} + \text{C}_m\text{H}_n + \text{N}_2 + \text{O}_2 = 100\%, \quad (14.9)$$

где C_mH_n – суммарное содержание углеводородов тяжелее метана.

14.2. Физические и эксплуатационные характеристики товарных топлив. Условное топливо

Теплота сгорания топлив. Главным показателем энергетической ценности топлива является теплота его сгорания.

Теплотой сгорания топлива называется количество теплоты, выделяющееся при *полном* сгорании 1 кг твердого (или жидкого) топлива или 1 м^3 газообразного топлива при нормальных условиях. Ее можно определять экспериментально и теоретически, если известен элементарный состав топлива.

Экспериментально теплоту сгорания топлива определяют в калориметрической установке. Точно взвешенную навеску испытуемого топлива сжигают в среде сжатого кислорода в калориметрической бомбе и определяют количество выделившейся теплоты. Однако условия сжигания топлива в калориметрической бомбе в значительной степени отличаются от реальных условий их использования в двигателях внутреннего сгорания, парогенераторах, печах и пр.

При сгорании топлив в калориметрической бомбе образуются газообразные продукты, в состав которых входят водяные пары, образующиеся в результате окисления водорода топлива и испарения содержащейся в нем влаги. Температура продуктов сгорания в бомбе близка к температуре окружающей среды, т.е. значительно ниже значения температуры точки росы, поэтому происходит конденсация водяных паров, и, следовательно, выделяется соответствующее количество теплоты, при учете которой из опыта находят *высшую теплоту сгорания* Q_B^p .

На практике обычно температура продуктов сгорания, покидающих теплоэнергетическую установку, выше температуры точки росы, и вода, содержащаяся в них, выходит в виде пара, с которым бесполезно теряется и теплота конденсации. Поэтому для оценки реальной теплотворной способности топлив используются понятие низшей теплоты сгорания Q_H^p , которая представляет собой количество теплоты, выделившейся при полном сгорании 1 кг, без учета теплоты, выделившейся при конденсации водяных паров, содержащихся в продуктах сгорания. Она меньше высшей на величину неиспользованной теплоты, выделяющейся при конденсации водяных паров, содержащихся в продуктах сгорания:

$$Q_H^p = Q_B^p - 25(9H^p + W^p), \quad (14.10)$$

где Q_H^p и Q_B^p — соответственно низшая и высшая теплота сгорания рабочей массы топлива, кДж/кг; $25(9H^p + W^p)$ — общая теплота, выделяемая при конденсации водяных паров, образующихся в результате сгорания водорода топлива в количестве H^p (%) и испарившейся в процессе сгорания влаги топлива в количестве W^p (%), кДж/кг. Множитель 25 в (14.10) — это энтальпия 1 кг паров при давлении $p = 0,1$ МПа, исчисленная на 1% состава топлива.

Теплота сгорания горючих газов определяется в такой же калориметрической установке или в калориметре, в котором теплота сгорающего топлива полностью поглощается водой, проходящей через калориметр. Полученные значения высшей теплоты пересчитывают в Q_H^p по (14.10).

Высшая теплота сгорания используется для сравнения тепловой ценности отдельных топлив (химической эксергии), низшая — во всех технических расчетах.

Теплоту сгорания твердого и жидкого топлив, кДж/кг, при известном их элементарном составе, приближенно можно вычислить по эмпириче-

ским формулам, из которых наиболее распространена формула Д.И. Менделеева:

$$Q_p^p = 340C^p - 1260H^p - 109(O^p - S^p); \quad (14.11)$$

$$Q_{пн}^p = 340C^p - 1035H^p - 109(O^p - S^p) - 25W^p. \quad (14.12)$$

Низшая теплота сгорания сухого газообразного топлива, кДж/м^3 , подсчитывается как сумма теплоты сгорания составляющих его горючих газов.

Условное топливо. Различие теплот сгорания топлив разных видов, сортов и марок весьма велико. Так, теплота сгорания твердых топлив колеблется от $8 \cdot 10^3$ – $12 \cdot 10^3$ МДж/кг у торфа до $25 \cdot 10^3$ – $26 \cdot 10^3$ кДж/кг у каменных углей; жидких топлив – от $40 \cdot 10^3$ кДж/кг у мазутов и до $47 \cdot 10^3$ кДж/кг у бензинов. Еще больший разброс в теплотах сгорания у газов: если у доменного газа $Q_p^c = 33,3 \cdot 10^3$ кДж/м³, то у попутных газов нефтяных месторождений она поднимается до $47 \cdot 10^3$ кДж/м³.

В силу этого обстоятельства учет и планирование расхода топлива, контроль за его экономным потреблением сильно затруднены не только в общегосударственных масштабах, но и в пределах любого предприятия.

Поэтому для сравнения тепловой ценности различных топлив, вариантов замен одного топлива другим, составления норм расхода топлива и планирования его потребности введены такие технико-экономические понятия, как условное топливо и топливные эквиваленты.

Условным называется топливо, имеющее теплоту сгорания $Q_y = 29\,302$ кДж/кг. Эта величина принята как отправная для планирования расхода и отчета об использовании топлива.

При измерении количества теплоты в килокалориях теплота сгорания условного топлива принималась равной 7000 ккал/кг. Учитывая, что 1 ккал = 4,186 кДж, теплота сгорания $Q_y = 7\,000 \cdot 4,186 = 29\,302$ кДж/кг.

Относительная ценность различных топлив рассматривается в сравнении с условным с помощью топливных эквивалентов.

Топливным эквивалентом $\mathcal{E}_T$ называется отношение низшей теплоты сгорания рабочей массы реального топлива к теплоте сгорания условного топлива:

$$\mathcal{E}_T = \frac{Q_{пн}^p}{Q_y}. \quad (14.13)$$

Топливный эквивалент применяют при планировании расхода топлива и в отчетности.

Топливные эквиваленты позволяют производить перерасчеты расходов топлива из условного в реальное, и наоборот, на основании соотношений:

$$B_p = \frac{B_y}{\mathfrak{A}_\tau}, \quad (14.14)$$

где B_p и B_y — расходы соответственно реального и условного топлив, кг/с (кг/ч, т/год и т.п.).

Твердые топлива. Элементарный состав, влажность и зольность топлива являются его важными, но не исчерпывающими характеристиками. Они не дают информации, позволяющей судить о направлениях и способах использования топлива. В этом смысле важнейшими теплотехническими свойствами твердого топлива служат выход летучих веществ и характеристика коксового остатка.

При нагревании твердого топлива начинается процесс его термического разложения, при котором топливо выделяет газы и пары, называемые *летучими веществами* (или просто *летучими*).

В лабораторных условиях выход летучих определяется путем нагрева без доступа воздуха навески (около 1 г) воздушно-сухого топлива при температуре 850 °С в течение 7 мин (при этом полного выделения летучих не достигается).

Полученную потерю массы пробы топлива квалифицируют как выход летучих веществ, который относят на горючую массу топлива и обозначают V^r , %. Летучие вещества являются продуктом термического разложения твердого топлива. При образовании этих веществ в них переходят влага, кислород, азот, водород и частично углерод и сера. Поэтому в состав летучих входят горючие — CO, H₂, C_mH_n и негорючие — N₂, O₂, CO₂ и H₂O. Твердый остаток после выхода летучих называется *коксом*. Летучие вещества легко воспламеняются и сгорают раньше кокса, интенсифицируя его горение. Поэтому по содержанию летучих судят о воспламеняемости топлива — чем выше выход летучих, тем более легко воспламеняется и сгорает топливо, и наоборот.

Кокс является важнейшим видом производного твердого топлива. Он получается в результате коксования — термического разложения коксующихся углей, т.е. углей со спекающимся коксовым остатком, при нагревании без доступа воздуха при $t = 900 \dots 1\,000$ °С. Кокс представляет собой искусственное твердое топливо для металлургических процессов. Побочными продуктами коксования являются каменноугольная смола, коксовый газ, аммиачная вода, ароматические углеводороды и другие вещества. Состав кокса на органическую массу: C° = 96 + 98%, H° = 0,4 + 0,5%, O° = 1,6 + 3,0%: содержание серы колеблется в пределах 0,5 + 2%.

Кокс характеризует *спекаемость* топлива, определяемую по виду кокса, который может быть спекшимся, слипшимся или порошкообразным. Спекаемость топлива обуславливает способы его сжигания и возможность его коксования. Спекаемость каменных углей определяют по степени пластичности или вязкости размятченной угольной массы, измеря-

емой толщиной пластического слоя u , мм. На выходе летучих веществ и характеристике кокса основывается классификация каменных углей.

Основным видом твердого топлива в народном хозяйстве является уголь. Угли делятся на следующие основные типы: бурые, каменные, антрациты и полуантрациты. К бурым углям (марки Б) относят угли с высшей теплотой сгорания рабочей массы беззольного угля

$$Q_{\text{в}}^{\text{P}} \frac{100}{100 - A^{\text{P}}} < 24000 \quad \text{кДж/кг.}$$

Бурые угли делятся на три группы в зависимости от влажности: Б1 ($W^{\text{P}} > 40\%$), Б2 ($W^{\text{P}} = 30 + 40\%$) и Б3 ($W^{\text{P}} < 30\%$). По крупности кусков они делятся на три класса (табл. 14.3).

Таким образом, марка угля Б2Р будет означать: уголь бурый с влажностью $W^{\text{P}} = 30 + 40\%$, рядовой. Для бурых углей характерен высокий выход летучих ($V^{\text{T}} > 40\%$), неспекающийся коксовый остаток, малое содержание углерода и высокое кислорода. Они легко теряют влагу и механическую прочность, обладают повышенной склонностью к самовозгоранию.

Каменные угли образуют обширную группу углей с

$$Q_{\text{в}}^{\text{P}} \frac{100}{100 - A^{\text{P}}} > 24\,000 \quad \text{и выходом летучих на горючую массу } V^{\text{T}} > 9\%.$$

Таблица 14.3

Классификация углей в зависимости от размеров кусков

Класс	Обозначение класса	Размеры кусков, мм
<i>Бурый уголь</i>		
Крупный	К	50–100
Мелкий	М	0–50
Рядовой	Р	0–100
<i>Каменный уголь, полуантрацит и антрацит</i>		
Плитный	П	Более 100
Крупный	К	50–100
Орех	О	25–50
Мелкий	М	13–25
Семечко	С	6–13
Штыб	Ш	Менее 6
Мелкий и семечко со штыбом	МСШ	Не менее 25
Семечко со штыбом	СШ	Не менее 13
Рядовой	Р	Не более 200 при шахтной и не более 300 при карьерной добыче

В зависимости от выхода летучих, спекаемости и характера коксового остатка каменные угли имеют следующие марки, которые приведены в табл. 14.4. Значения V и u для угля одинаковых марок, но разных месторождений не могут быть одинаковыми в силу различных геологических условий залегания углей.

Угли марок Г, Ж, ГЖ, КЖ, К и ОС одного и того же бассейна или месторождения разделяют на группы по нижнему пределу u , представляемому в виде цифры к марке угля, например Ж13 – уголь жирный с толщиной пластического слоя 13–19 мм.

Условное обозначение класса приписывается к марке угля; например АС – антрацит семечко; ДСШ – длиннопламенный семечко со штыбом и т.д.

К основным свойствам твердых топлив относятся плотность, механическая прочность, термическая устойчивость, склонность к самовозгоранию, состав топлива по крупности кусков и др.

Объемная плотность твердого топлива зависит от крупности кусков топлива, влажности, длительности хранения и т.п. Поэтому при хранении или перевозке топлива его объемная плотность изменяется в большую или меньшую сторону до 25%. В связи с этим при приемке или отпуске твердого топлива его объемная плотность определяется отдельно всякий раз для каждой новой партии (штабеля).

Механическая прочность углей зависит от их состава, характера минеральных примесей. Она определяет *размолоспособность* углей и, следовательно, расход энергии на размол или дробление. Кроме того, от механической прочности зависят образование мелочи при транспортных операциях, а значит, потери топлива при транспортировке, погрузке и выгрузке.

Таблица 14.4

Классификация углей в зависимости от выхода летучих и спекаемости

Марка угля	Выход летучих, % (пределы)	Характер кокса (спекаемость)
Длиннопламенный (Д)	34–50	Порошкообразный или слабо-спекающийся
Газовый (Г)	36–48	Спекающийся
Газовый жирный (ГЖ)	27–37	»
Жирный (Ж)	27–37	»
Слабоспекающийся (СС)	25–37	Слабоспекающийся
Коксовый жирный (КЖ)	25–31	Спекающийся
Коксовый (К)	18–27	»
Отощенный спекающийся (ОС)	14–22	»
Тоший (Т)	9–17	Порошкообразный или слабо-спекающийся

Механическая прочность снижается при хранении углей из-за колебаний температуры окружающей среды, атмосферных условий и окисления.

Термическая устойчивость углей, имеющая большое значение для правильной организации сжигания топлива, характеризуется стойкостью топлива против растрескивания в зоне высоких температур при горении и, следовательно, определяет потери топлива из-за выноса образовавшейся при растрескивании мелочи из зоны горения.

На длительные расстояния транспортируют в основном каменные угли, антрациты, полуантрациты и коксовые продукты. Бурые угли, торфы и горючие сланцы используют вблизи мест их добычи.

Твердое топливо хранится на топливных складах, для которых отводится сухое, возвышенное место. Склады оборудуют кранами (чаще всего, козловыми), бульдозерами, волокушами и другими средствами механизации. Наибольшее распространение получил штабельный способ хранения. При этом принимается ряд мер, направленных против выветривания и самовозгорания углей.

Выветривание углей и горючих сланцев снижает их механическую прочность, увеличивает содержание мелочи и уменьшает теплоту сгорания. Выветриванию подвержены все угли, но в наибольшей степени — молодые каменные (Д и Г) и все бурые, горючие сланцы.

Особые меры принимаются против *самовозгорания* топлива в штабелях, которое может привести к трагическим последствиям и большим материальным потерям. Для предотвращения самовоспламенения от штабеля должен быть обеспечен интенсивный отвод теплоты, накапливающегося в нем при окислении углей. Это условие определяет предельные размеры штабеля. Они не ограничены лишь для антрацитов и тощих углей, устойчивых к самовозгоранию. Остальные угли необходимо хранить в штабелях отдельно по партиям и сортам; размеры штабелей при постоянном хранении не должны превышать: по высоте 2,5 м; по ширине 20 м; между основаниями штабелей должен быть обеспечен разрыв до 3 м.

Поверхность штабеля надо уплотнять катками для уменьшения проникновения внутрь воздуха и производить побелку известковым раствором для отражения солнечных лучей; необходимо обеспечивать контроль температуры топлива в штабеле.

Жидкие топлива. Жидкие топлива объединяются в обширную группу топлив, предназначенных для использования как в стационарных, так и в транспортных энергетических установках. Жидкое топливо обладает рядом важных преимуществ перед твердым. Основными из них являются: высокая теплота сгорания, весьма простая подготовка к сжиганию, возможность транспортировки на большие расстояния по трубопроводам, практическое отсутствие влаги и золы, что сильно упрощает органи-

зацию сжигания. Основным природным жидким топливом является *нефть*, представляющая собой смесь различных по классу углеводородов. Основную массу нефти составляют углеводороды трех классов: метанов, наftenов и ароматических. Преимущественное содержание углеводородов того или иного класса определяет тип нефти.

Средний состав нефти на органическую массу следующий: $C^o = 83 + 87\%$; $H^o = 11 + 14\%$; $O^o = 0,1 + 1\%$; $N^o = 0,05 + 1\%$; $S^o = 0,1 \div 5\%$. Количество минеральных примесей в нефти невелико – $0,1 + 0,3\%$, влаги – $1 + 1,5\%$.

Плотность нефти колеблется в пределах $820 + 920 \text{ кг/м}^3$. Температура кипения нефти зависит от содержания в ней смолистых веществ. Легкие нефти кипят до $t = 300 \dots 350 \text{ }^\circ\text{C}$, тяжелые – до $t = 550 \dots 600 \text{ }^\circ\text{C}$.

Сырая нефть в качестве топлива, как правило, не используется, так как гораздо выгоднее использовать продукты ее переработки. Цель переработки нефти – получение качественных топлив, масел и других разнообразных продуктов. Применяются два способа переработки нефти: *прямая перегонка*, осуществляемая при атмосферном давлении, и *крекинг-процесс*, который в зависимости от способа ведения бывает *термический* или *каталитический*.

Прямая перегонка нефти основана на различии в температурах кипения отдельных углеводородов, входящих в нефть и составляющих ее фракций. Перегонка нефти после подогрева ее до $320 \dots 330 \text{ }^\circ\text{C}$ осуществляется в ректификационных (разделительных) колоннах, где по мере падения температуры конденсируются и отводятся отдельные определенные жидкие фракции. Так, до $360 \text{ }^\circ\text{C}$ отделяются газойль и соляр, до $315 \text{ }^\circ\text{C}$ – керосин, до $250 \text{ }^\circ\text{C}$ – лигроин, до $200 \text{ }^\circ\text{C}$ – бензины. Тяжелый продукт перегонки, остающийся в колонне, называется мазутом. При прямой перегонке углеводороды нефти не претерпевают химических изменений.

Крекинг-процесс основан на расщеплении молекул тяжелых углеводородов, в результате чего образуются продукты иных углеводородных групп, в том числе и легких фракций, получаемых при прямой перегонке. Таким образом, при крекинге углубляется переработка нефти и в целом увеличивается выход требующихся продуктов.

Термический крекинг-процесс ведется при температурах $t = 450 \dots 700 \text{ }^\circ\text{C}$ и давлении до 10 МПа, а каталитический – в присутствии катализаторов, что позволяет значительно снизить давление – до $0,2\text{--}0,5 \text{ МПа}$. Исходным сырьем для крекинга служат керосино-соляровые фракции, мазут и нефть после удаления из нее бензинов путем прямой перегонки.

Товарные топлива и масла получают путем смешения отдельных фракций прямой перегонки и крекинг-процесса в требуемых пропорциях после их очистки от вредных примесей до уровня, определяемого соответствующим стандартом, и введения специальных присадок, обеспечивающих нефтепродуктам заданные свойства.

Крекинг дает около 20–30% бензина, 30–45% лигроина, керосина и газойля и 20–25% мазута.

Рассмотрим основные показатели физико-химических свойств жидких топлив.

Плотность — масса нефтепродукта, заключенная в единице его объема, является важным показателем топлива, используемым для перехода объемных расходов и количеств топлива в массовые.

Определяется в лабораторных условиях при 20 °С ареометрами (нефтенсиметрами), гидростатическими весами и пикнометрами. При отличных от 20 °С температурах производится перерасчет плотности по формуле

$$\rho_4^{20} = \rho'_4 + \gamma(t - 20), \quad (14.15)$$

где ρ_4^{20} — плотность нефтепродукта при температуре 20 °С, отнесенная к плотности воды при 4 °С, принимаемой за 1000 кг/м³; ρ'_4 — плотность нефтепродукта, измеренная при температуре испытания t (°С), кг/м³; γ — средняя температурная поправка, выбираемая из специальных таблиц.

Вязкость — сила сопротивления, оказываемая жидкостью взаимному перемещению ее частиц под влиянием действующих на них сил. Величина вязкости зависит от химической природы сырья, технологического процесса получения нефтепродукта, давления и температуры. Она существенно влияет на распыливание, фильтрацию и движение по трубам жидких нефтепродуктов. Вязкость нефтепродуктов уменьшается с повышением температуры.

Различают вязкость динамическую, кинематическую и условную.

Динамической вязкостью μ называется сила, противодействующая взаимному перемещению двух смежных слоев жидкости площадью 1 м², движущихся с относительной скоростью 1 м/с. Измеряется в паскаль-секундах (Па·с).

Кинематическая вязкость ν — это отношение динамической вязкости жидкости к ее плотности при температуре определения. Измеряется в квадратных метрах на секунду (м²/с). Она определяется в капиллярных вискозиметрах. *Условной вязкостью* ВУ называется отношение времени истечения из вискозиметра 200 мл нефтепродукта при температуре испытания ко времени истечения такого же количества дистиллированной воды при температуре 20 °С. Измеряется в градусах условной вязкости при температуре определения, °ВУ.

За рубежом в паспортах на топливо вязкость часто указывается в градусах шкалы Энглера (°Е), в секундах Редвуда 1 (сек R1) и в секундах Сейболта-Универсального (сек SU). Градусы условной шкалы и шкалы Энглера идентичны. Перевод других единиц вязкости можно проводить с помощью специальных таблиц или номограмм.

Температурой вспышки $t_{\text{всп}}$ называют минимальную температуру топлива, нагреваемого в стандартных условиях, при которой его пары образуют с окружающим воздухом смесь, вспыхивающую при поднесении открытого пламени.

Температурой воспламенения $t_{\text{вспл}}$ называют минимальную температуру топлива, нагреваемого в стандартных условиях, при которой его пары в смеси с воздухом воспламеняются при поднесении открытого пламени и горят не менее 5 с.

Температурой воспламенения ($t_{\text{с.вспл}}$) называют минимальную температуру топлива, нагреваемого в стандартных условиях, при которой его пары в смеси с воздухом воспламеняются без поднесения открытого пламени.

Как следует из определений, температуры вспышки и воспламенения связаны между собой, причем температура воспламенения топлива выше температуры вспышки. Определение этих температур ведут в одних и тех же приборах последовательно: сначала находят $t_{\text{всп}}$, а затем $t_{\text{вспл}}$. Если температуры вспышки и воспламенения топлива ориентировочно лежат в интервале 20 ... 275 °С, их определение ведут в приборе с закрытым тиглем, в котором находится испытуемое топливо. Если же эти температуры предположительно выше 70 °С, испытания можно вести в открытом тигле. При этом надо иметь в виду, что $t_{\text{всп}}$ и $t_{\text{вспл}}$, определенные для одного и того же нефтепродукта в открытом тигле, выше на 20 ÷ 30 °С, чем в закрытом тигле.

Нефтепродукты с температурой вспышки ниже 21 °С (все сорта бензина) относятся к первому разряду огнеопасности, с температурой вспышки 21 + 65 °С (лигроин, керосин) — ко второму, с температурой выше 65 °С — к третьему разряду.

Температура вспышки судовых топлив не должна быть ниже 61 °С.

Низкотемпературные свойства топлива характеризуют температуры помутнения, начала кристаллизации и застывания.

Температурой помутнения называют температуру, при которой топливо в условиях испытания начинает терять прозрачность вследствие начала выделения кристаллов парафина.

За *температуру начала кристаллизации* принимают наибольшую температуру, при которой в топливе невооруженным глазом обнаруживают кристаллы.

Указанные температуры определяют согласно нормативам. *Температурой застывания* называют наибольшую температуру, при которой уровень нефтепродукта в пробирке, наклоненной под углом 45° к горизонту, не изменяет своего положения при возвращении пробирки в вертикальное положение. Этот показатель является главным при определении минимальной температуры окружающей среды, при которой возможны транспортировка по трубопроводам, слив, хранение и использование топлива без подогрева. Температура застывания определена нормативами.

Испаряемость характеризует фракционный состав топлива и упругость его паров при 38 °С.

Коксуемость — свойство жидкого топлива образовывать сухой углеродистый остаток (кокс) при нагревании его без доступа воздуха. По величине коксуемости судят о способности топлива создавать нагар в цилиндрах двигателей или топках котлов. Образование нагара приводит к неполному сгоранию топлива, повышенному износу деталей и т.п. Для уменьшения коксуемости в топливо вводят специальные антинагарные присадки.

Коррозионность топлива зависит от содержания в нем кислот, щелочей и серы. Органические кислоты в топливе вызывают коррозию трубопроводов, емкостей, топливной аппаратуры и всех деталей, с которыми нефтепродукт соприкасается. Наличие водорастворимых кислот и щелочей в топливе опасно еще в большей степени, чем наличие органических кислот, из-за их сильного разрушающего действия практически на все металлы. В топливах, предназначенных для использования в двигателях, присутствие водорастворимых кислот и щелочей недопустимо.

Сера в нефтепродуктах присутствует в свободном состоянии, а также в виде сернистых соединений сероводорода, меркаптанов и др. Особенно коррозионно активны получающиеся после сгорания серы окислы (SO_2 и SO_3), образующие при взаимодействии с влагой кислоты. Кроме того, присутствие серы в топливе увеличивает нагароотложение в цилиндрах, канавках поршней, на деталях выпускной системы ДВС, причем нагар имеет повышенную кислотность. Сернистое топливо изменяет также и состав смазки двигателей. Содержание серы в сернистых соединениях определяется по специальным методикам.

Фракционный состав топлива качественно характеризуется температурами кипения, а количественно — температурами выкипания 10, 50, 90 и 97 + 98% топлива. Низкие температуры выкипания 90% топлива свойственны высококачественным топливам.

Упругость насыщенных паров топлива — это давление, при котором пар находится в термодинамическом равновесии с испаряющейся жидкостью. Чем выше упругость, тем интенсивнее испарение и лучше пусковые свойства топлива применительно к двигателям. Вместе с тем, высокая упругость паров ведет к потерям топлива при хранении, возрастает его пожароопасность, вероятность образования паровых пробок и т.д.

Температуры вспышки и воспламенения характеризуют способность топлива к вступлению в реакции горения и взрыва. Высокореакционные топлива имеют низкие температуры вспышки и воспламенения.

Механические примеси топлива (пыль, песок, металлические и прочие твердые включения) имеют, как правило, абразивный характер и приводят к преждевременному износу топливной аппаратуры, засорению отверстий форсунок и прецизионных пар. При определении примесей рас-

твор нефтепродукта фильтруют и по остатку на высушенном фильтре судят о количестве примесей.

Содержание воды в нефтепродуктах вредно по двум причинам. Во-первых, вода вызывает коррозию емкостей для хранения и топливных баков. Во-вторых, температура замерзания воды (0°C) всегда выше минимальных температур использования нефтепродуктов и их хранения, что приводит к образованию ледяных пробок в резервуарах, топливных баках машин и топливопроводах. В связи с этим стремятся исключить попадание влаги в топливо. В лабораторных условиях содержание воды определяют методом перегонки топлива и выделения при этом воды в мерный сосуд.

Зольность топлива вызывает усиленный износ деталей кривошипно-шатунного механизма. Зольность определяют путем сжигания навески очищенного от механических примесей топлива на беззольном фитиле и прокаливанием коксового остатка.

Важнейшими показателями качества моторных топлив являются *октановое* и *цетановое* числа.

Октановое число карбюраторного топлива (бензина и керосина) характеризует детонационную стойкость топлива. Для оценки детонационной стойкости топлива составляют смесь, которая состоит из изооктана (C_8H_{18}) и нормального гептана (C_7H_{16}). Изооктан считают абсолютно стойким против детонации (октановое число 100), гептан — абсолютно нестойким (октановое число 0). Различные содержания этих углеводородов в смеси дает эталонное топливо с разной склонностью к детонации.

Октановое число испытуемого топлива показывает долю изооктана в процентах в таком эталонном топливе, которое по своим детонационным свойствам равноценно испытуемому.

Октановое число определяют по моторному и исследовательскому методам на стандартном одноцилиндровом двигателе с переменной степенью сжатия, которую изменяют в процессе испытания до появления в испытуемом топливе детонации. После этого подбирают эталонное топливо, детонирующее в тех же условиях и состав которого (октановое число) известен.

Цетановое число характеризует воспламеняемость дизельного топлива и период задержки воспламенения, т.е. период времени между впрыском топлива и его воспламенением. Чем меньше этот период, тем более плавно сгорает топливо. При большом периоде задержки воспламенения в цилиндре скапливается значительная часть циклового заряда топлива, которое затем сгорает быстро, с сильным толчком на поршень (жесткая работа двигателя).

Цетановое число испытуемого топлива определяют по равнозначному эталонному топливу, которое составляется из смеси двух углеводородов — цетана ($\text{C}_{16}\text{H}_{34}$), обладающего легкой воспламеняемостью, и трудновоспламеняющегося α -метилнафталина ($\text{C}_{10}\text{H}_7\text{CH}_3$).

Цетановое число — это доля цетана в процентах в эталонном топливе, имеющем одинаковую воспламеняемость с испытуемым. Чем выше цетановое число, тем эффективнее сгорание топлива, устойчивее и мягче работа дизеля. Цетановое число определяют на моторной установке ИТ9-3, основой которой является одноцилиндровый четырехтактный двигатель с переменной степенью сжатия. Оптимальные значения цетановых чисел для различных топлив колеблются в пределах 40–55. Кроме перечисленных качеств, топлива оценивают по целому ряду других показателей, которые не имеют прямого практического значения.

В зависимости от назначения жидкое топливо подразделяется на следующие основные группы:

- топливо для двигателей с искровым зажиганием — авиационные и автомобильные бензины;
- топливо для турбореактивных и турбовинтовых двигателей — авиационные керосины;
- топливо для тракторных карбюраторных двигателей — керосин и лигроин (керосин используется также для технологических и бытовых целей);
- топливо для двигателей с воспламенением от сжатия — дизельное топливо;
- котельное и печное топлива;
- сжиженные нефтяные газы.

Авиационные и автомобильные бензины относятся к карбюраторным топливам.

Авиабензины представляют собой смесь высокооктановых бензинов, этиловой жидкости и антиокислителя. Марки бензинов (Б-100/130, Б-95/130, Б-91/115 и Б-70) и их качества определены нормативами. Числитель дроби в марке соответствует октановому числу, а знаменатель — сортности бензина.

Детонационные свойства авиабензинов оценивают, кроме октанового числа, сортностью. Сортность бензина показывает в процентах мощность, которую можно развить на богатой смеси топлива с воздухом до наступления начала детонации по сравнению с мощностью, развиваемой тем же двигателем на чистом изооктане.

Автомобильные бензины выпускаются пяти сортов: А-72, А-76, Аи-93 (Аи-92), Аи-95, Аи-98. Здесь цифра означает октановое число: чем оно выше, тем большими антидетонационными свойствами обладает топливо. Бензины А-72 и А-76 применяют для автомобильных двигателей со степенью сжатия выше 6,5 (грузовые автомобили, мотовозы и отдельные типы легковых автомобилей). Бензин марки Аи-93 используют в двигателях легковых и грузовых автомобилей со степенью сжатия до 9, накладывающей жесткие условия на детонационную стойкость топлива. Высокооктановые бензины Аи-95 и Аи-98 применяются для автомобилей высшего класса и перспективных образцов двигателей.

Лигроины и керосины— это смеси фракций прямой перегонки нефти с соответствующими продуктами термического крекинга. Они используются в качестве топлив для карбюраторных тракторов. Лигроин имеет октановое число не менее 54; керосин моторный вырабатывается двух сортов; тракторный — с октановым числом не менее 40 и высокооктановый — с октановым числом не менее 45. Керосин осветительный на транспорте используется как технологическое топливо для резки металлов и мытья деталей.

Карбюраторные топлива должны обладать низкими температурами застывания и помутнения (высокой химической стабильностью и минимальной склонностью к смолообразованию), не должны содержать водорастворимых кислот и щелочей, воды и механических примесей. В автомобильные бензины допускается добавление присадок, улучшающих их антидетонационные свойства (антидетонаторы). В качестве антидетонаторов применяют тетраэтилсвинец $[Pb(C_2H_5)_4]$, повышающий октановое число топлива. Бензины с такой присадкой называются этилированными. Отрицательное свойство этих бензинов — сильная токсичность, поэтому обращаться с ними следует чрезвычайно осторожно, не допуская их попадания на кожу и внутрь организма. Отличительным является цвет этих бензинов — желтый, оранжевый или зеленый.

Топлива для транспортных дизельных двигателей должно обладать следующими свойствами:

- иметь высокую теплоту сгорания и хорошую воспламеняемость для удобства пуска двигателя в любое время года, обеспечения его мягкой и экономичной работы;
- иметь оптимальную вязкость, обеспечивающую хорошее качество распыливания топлива;
- не содержать механических примесей, воды, растворимых кислот, щелочей, большого количества серы;
- не образовывать нагара, смолистых и лаковых отложений на деталях топливной аппаратуры и цилиндропоршневой группы двигателей.

В настоящее время на судах речного флота используются следующие сорта нефтяных топлив:

- дистиллятное маловязкое для высокооборотных дизелей с частотой вращения вала $16,7 \text{ с}^{-1}$ и выше;
- дистиллятное средней вязкости для стационарных и судовых дизелей с частотой вращения вала $8,4\text{--}16,7 \text{ с}^{-1}$;
- моторное топливо марок ДТ и ДМ, которое при использовании требует подогрева до 70°C перед форсункой.

Дизельные топлива для транспортных средств относятся к первой группе. Производятся дизельные топлива следующих сортов:

- Л (летнее), используемое при температурах окружающей среды $t_0 > 0^\circ\text{C}$;

- 3 (зимнее), рекомендуемое для дизелей при $t_0 > -20\text{ }^{\circ}\text{C}$;
- 3С (зимнее северное), применяемое при $t_0 > -50\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Все зимние сорта топлив имеют повышенное содержание углеводов легких фракций, что облегчает пуск двигателя при низких температурах.

По содержанию серы дизельные топлива делятся на малосернистые ($S^p \leq 0,2\%$) и сернистые ($S^p \leq 0,5\%$), на что указывает соответствующее число рядом с маркой топлива, например 3С05.

Котельное и печное топлива являются жидкими видами топлива. К ним относятся мазуты следующих групп:

- флотские Ф5 и Ф12, предназначенные для судовых котлов, газовых турбин и двигателей;
- топочные марок 40 и 100, для мартеновских печей (МП);
- печное бытовое топливо.

Флотские мазуты в своей основе состоят из мазутов прямой перегонки нефти с добавлением газойлевых фракций крекинга, а в мазут Ф12 вносят еще и тяжелые крекинг-остатки. Топочные мазуты состоят в основном из тяжелых остатков крекинг-процесса и прямой перегонки нефти. Мазут марки 40 используют на судах, в котлах и промышленных печах. Мазут марки 100 предназначен главным образом для электростанций.

Числа в марке мазута означают вязкость мазута в градусах условной вязкости ($^{\circ}\text{ВУ}$) при $50\text{ }^{\circ}\text{C}$. Очевидно, что флотские мазуты относятся к маловязким топливам, а топочные — к высоковязким. Мазуты имеют высокие температуры застывания: флотские — $5 \dots -8\text{ }^{\circ}\text{C}$; топочные — до $+25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Поэтому мазуты топочные и для печей необходимо подогревать перед перекачкой в емкости или при подаче к форсункам.

Так, мазут 100 при сжигании в топках стационарных котлов должен иметь вязкость около 10°ВУ , для чего его необходимо подогревать перед форсункой до $90\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Условия эксплуатации судовых энергетических установок предъявляют специфические требования к используемым в них топливам. Поэтому нефтеперерабатывающей промышленностью были разработаны специальные сорта судовых топлив — судовое маловязкое (СМТ), судовое высоковязкое (СВТ) марок «Л» и «Т».

Возрастающий дефицит нефтяных топлив и изменение структуры их потребления вызывают необходимость использования альтернативных топлив. Далее приведено описание некоторых из них.

Сжиженные нефтяные газы представляют собой смеси углеводородов, которые при атмосферных условиях являются газами, но при повышении давления и снижении температуры переходят в жидкое состояние. Они являются продуктами переработки нефти и содержат в своей основе пропан и бутан, а также их производные — пропилен и бутилен. Сжи-

женные газы находят широкое применение для бытовых нужд и в качестве топлива для автомобилей, так как дают при сгорании минимальное загрязнение окружающей среды. Отпуск сжиженных газов обеспечивается в баллоны, автомобильные и железнодорожные цистерны под давлением 1,2–1,6 МПа с заполнением емкостей до 90%.

Кислородосодержащие соединения включают: низшие и высшие спирты – метанол, этанол, пропанол и др.; эфиры – метил-трет-бутиловый эфир (МТБЭ), диметилэфир (ДМЕ) и др. К настоящему времени наибольшее применение нашли низшие спирты, в частности метанол, который можно производить из угля, сланцев, древесины, биомассы и др. Спирты имеют высокие октановые числа и их целесообразно применять в ДВС с искровым зажиганием. Однако они имеют целый ряд недостатков, таких как низкая теплота сгорания, коррозионность, высокая теплота испарения, гигроскопичность, токсичность, которых можно избежать используя их производные – эфиры; наибольшее применение как компонент автомобильных бензинов находит МТБЭ, и как перспективное дизельное топливо диметилэфир (ДМЭ) с высоким цетановым числом, практически не образующий при сгорании сажи.

Гидротоплива или *водотопливные эмульсии* (ВТЭ) могут применяться в качестве горючего в энергетических установках, что является одним из реальных путей повышения энергосбережения и экологической безопасности энергетики. Под гидротопливом понимается новый вид топлива, одним из компонентов которого является диспергированная вода.

Различают следующие виды гидротоплив:

- водомазутные эмульсии (ВМЭ);
- водоугольные суспензии (ВУС);
- водогазовые аэрозоли (ВГА);
- комбинированные гидротоплива (КГ).

Особенность гидротоплив по сравнению с чистыми видами горючего заключается в том, что вода принимает активное участие во всех газодинамических, диффузионно-тепловых, химико-кинетических и других процессах, происходящих в зоне горения.

При попадании эмульгированного топлива в топку давление расширяющихся водяных паров внутри частицы превышает уже ослабленные вследствие нагрева силы поверхностного натяжения пленки и происходит разрушение капли (микровзрыв). Чем больше разница между температурами среды, топлива и воды, тем интенсивнее прогревается и разрывается капля эмульсии. Как следствие разрыва на более мелкие капли поверхность испарения и скорость превращения топливной эмульсии в паробразное состояние резко возрастают. Значительно усиливается перемешивание паров топлива с кислородом воздуха, что ускоряет процесс горения и позволяет уменьшить коэффициент избытка воздуха до минимальной величины. На стадии догорания сажистых остатков сказывается каталити-

ческое положительное влияние водяных паров и свободных радикалов.

Само горение эмульсии протекает более бурно и за меньший промежуток времени, чем горение безводных топлив.

Время подогрева эмульгированного топлива меньше, чем неэмульгированного.

Результаты исследования сжигания эмульсий показали, что эмульгированные жидкие топлива сгорают быстрее, чем обычные. Водотопливные эмульсии позволяют существенно снизить содержание сажи и оксидов азота в отработавших газах и повысить эффективность использования утяжеленных дизельных топлив. Водотопливные эмульсии можно разделить на два типа: «вода в топливе» и «топливо в воде». На практике обычно используют эмульсии типа «вода в топливе», когда вода, являющаяся внутренней фазой, составляет 10–40% по объему. Капли воды в таких эмульсиях представляют собой правильные сферы размером 2–5 мкм.

Отличительными особенностями сгорания ВТЭ являются снижение температуры пламени и повышение полноты сгорания, в основе чего лежит улучшение смесеобразования топлива с воздухом при возникновении «микровзрывов» капель воды. Недостатками ВТЭ являются невозможность их использования при низких температурах, склонность к расслоению и низкие значения температуры точки росы продуктов сгорания, что приводит к увеличению скорости низкотемпературной коррозии при сжигании сернистых топлив.

Синтетические жидкие топлива (СЖТ) применяют как в чистом виде, так и в качестве добавок к углеводородным топливам.

Наиболее дешевыми источником их получения являются каменный уголь и горючие сланцы. К этим видам топлив относятся синтетические бензины и дизельные топлива, метанол и др. Эти топлива близки по своим характеристикам к моторным нефтяным топливам. Однако они отличаются несколько меньшим (по отношению к дизельному) содержанием водорода (9–12%), большим содержанием серы и соединений азота, повышенной температурой застывания, меньшей теплотой сгорания. Серьезной проблемой при использовании синтетических жидких топлив является их несовместимость с некоторыми нефтетопливами.

Газовые конденсаты характеризуются сравнительно малыми запасами и сырьевой ценностью, что ограничивает широкое их использование. Легкие конденсаты северных районов европейской части страны и тяжелые Западной Сибири по показателям качества близки к моторным топливам, имеют высокие эксплуатационные качества. Часто требуется лишь незначительное улучшение тех или иных свойств. Поэтому газовые конденсаты могут применяться ограниченно как в чистом виде, так и в смесях с нефтетопливами вблизи мест добычи.

Газообразные топлива. Горючие газы являются удобным топливом как для стационарных, так и транспортных тепловых установок и двигате-

лей. К достоинствам газов как топлива следует отнести высокую теплоту сгорания большинства из них, отсутствие золы при сжигании, более экономичный, чем при твердом и жидком топливе, процесс горения, удобство его регулирования и возможность полной автоматизации, возможность транспортировки газов по трубопроводам на большие расстояния и др. Недостатки газов (токсичность, взрывоопасность и др.) при правильной эксплуатации трубопроводов и газоиспользующих установок с лихвой покрываются их преимуществами.

Самым распространенным энергетическим и технологическим газообразным топливом является *природный газ*. Малое содержание конденсатов в очищенном природном газе позволяет передавать его на очень большие расстояния. На месте добычи от газа отделяют конденсат, являющийся высококачественным моторным топливом, механические примеси и влагу. При движении газа по трубопроводам его давление постепенно падает. Поэтому через определенные расстояния устанавливаются газоперекачивающие станции, повышающие давление газа.

Большим преимуществом газа является то, что он не требует подготовки к сжиганию — достаточно лишь снизить его давление.

Городские и промышленные системы газоснабжения подсоединяются к магистральным газопроводам через газораспределительные станции.

Потребители газа присоединяются к сетям через газорегуляторные пункты и газорегуляторные установки, которые последовательно снижают давление газа до значений, обусловленных характером потребителя. Так, для бытовых потребителей избыточное давление газа в сети должно быть в пределах 1–5 кПа. В котельных коммунальных предприятий и в цехах предприятий допускается применение газа с избыточным давлением до 0,3–0,6 МПа.

Газ является наиболее «чистым» топливом: его продукты сгорания практически не загрязняют окружающей среды. Поэтому в последнее время предпринимают успешные попытки перевода на сжатый природный газ автомобилей городского транспорта. Ведутся исследовательские работы в области применения сжатого природного газа как топлива для тепловозов.

Серьезной проблемой при использовании газа в транспортных энергетических установках является их хранение — оно возможно в двух видах: сжатом (до высокого давления (20 МПа) для хранения в баллонах или сжиженном, что требует специальной криогенной техники.

Водород обладает наивысшей теплотой сгорания, неограниченными ресурсами, что позволяет отводить ему роль основы транспортной энергетики будущего. Водород является идеальным топливом в этом смысле, так как его добывают из воды и, сгорая, он образует воду. Он хорошо смешивается с воздухом и легко воспламеняется. Проведенные испытания

показали принципиальную возможность его использования как в карбюраторных, так и в дизельных двигателях. Однако существует ряд проблем, возникающих при применении водорода в качестве моторного топлива, связанных с его получением, хранением и использованием, в особенности в условиях транспортных энергетических установок.

Ядерное топливо. Данный вид топлива служит для получения энергии в ядерном реакторе. Эта энергия используется на атомных электрических станциях (АЭС) и судах с ядерными энергетическими установками, где она превращается в тепловую энергию водяного пара или горячей воды, служащих основным рабочим телом.

Тепловая ценность ядерного топлива примерно в 2,5 млн раз выше, чем органического.

Естественным делящимся материалом является изотоп урана с атомным весом 235 (U-235). Однако в природном уране его содержится всего 0,7% по массе. Поэтому в качестве топлива в ядерных реакторах используют распространенный в природе U-238, обогащенный U-235.

Технология получения и использования ядерного топлива предполагает замкнутый цикл. После добычи руды, разделения изотопов и обогащения *урана-238 ураном-235* следует изготовление тепловыделяющих элементов и сборок из них. Сборки транспортируются к местам их использования, устанавливаются в реакторах и после выгорания топлива вновь возвращаются на завод для переработки. В настоящее время используются реакторы двух типов: на медленных и на быстрых нейтронах. Недостатком реакторов на медленных нейтронах является неполное выгорание топлива.

В реакторах на быстрых нейтронах U-238 и Th-232 в результате нейтронной бомбардировки превращаются в искусственное ядерное горючее (*плутоний-239, уран-233*) при одновременном выделении тепловой энергии, используемой в цикле ядерной энергетической установки. Таким образом, реакторы на быстрых нейтронах воспроизводят ядерное горючее, увеличивая использование существующих запасов урана.

14.3. Основы горения топлив

Горение топлива как физико-химический процесс. Горение топлива представляет собой химический процесс быстрого соединения (окисления) горючих элементов топлива с кислородом воздуха, протекающий при высоких температурах и сопровождающийся интенсивным тепловыделением. Система, состоящая из окислителя и топлива, претерпевает сложный путь химических превращений с образованием промежуточных продуктов, причем реакции могут быть экзотермическими и эндотермическими.

Окислителем в большинстве случаев является кислород воздуха: могут использоваться и искусственные окислители, например кислоты. Полная внутренняя энергия $U_{\text{полн}}$ веществ, вступающих в реакцию, равна сумме их внутренней тепловой энергии U и внутренней химической энергии U_x , кДж/кг,

$$U_{\text{полн}} = U + U_x. \quad (14.16)$$

Внутренняя химическая энергия вещества – это энергия его внутримолекулярных связей, которые в условиях реакции с другими веществами разрушаются, а вместо них устанавливаются новые, что приводит к образованию продуктов реакции и выделению теплоты.

Горение может быть *гомогенным* и *гетерогенным*.

При *гомогенном горении* топливо и окислитель находятся в одинаковом (чаще всего газообразном) агрегатном состоянии. Если смесь предварительно подготовлена и химически однородна, то процесс горения представляет собой наиболее простой и изученный вид горения. Скорость гомогенного горения определяется скоростью химических реакций окисления.

Неоднородной система является тогда, когда топливо и окислитель подаются в зону воспламенения и горения раздельно. При гомогенном горении неоднородной топливно-воздушной смеси форма пламени и скорость зависят от скорости диффузионного смешения топлива с воздухом.

Гетерогенным горением называется такой процесс, в котором горючее вещество и окислитель находятся в разных агрегатных состояниях, например, окислитель – в газообразном, а горючее – в жидком или твердом. Подача воздуха и топлива обеспечивается раздельно, и процесс гетерогенного горения характеризуется одновременным развитием процессов образования топливно-воздушной смеси и ее горения.

Горение жидкого топлива происходит в парообразном состоянии, т.е. горит не сама капля, находящаяся в жидкой фазе, а ее пары, смешанные с кислородом воздуха и подогретые до температуры воспламенения.

Таким образом, горение капли представляет собой комплекс физических процессов подогрева капли, ее испарения, смешения паров топлива с окислителем, подогрева топливно-воздушной смеси и химических реакций. Каждая частица топлива последовательно участвует в этих процессах; применительно ко всей капле и факелу в целом эти процессы протекают одновременно.

Полное время сгорания топлива τ будет зависеть от продолжительности протекания физических процессов $\tau_{\text{ф}}$ и химических реакций τ_x .

Если $\tau_{\text{ф}} \gg \tau_x$ ($\tau \approx \tau_{\text{ф}}$), то горение протекает в диффузионной области. В этом случае полное время сгорания практически равно времени, затрачиваемому на смесеобразование, в котором процессы диффузии играют определяющую роль. Сжигание мазутов и дизельного топлива в топках судовых котлов служит примером диффузионного горения.

Если $\tau_x \gg \tau_\phi$ ($\tau \approx \tau_x$), то горение протекает в кинетической области, и полное время сгорания определяется скоростью химических реакций, т.е. кинетикой процесса.

Скорость химических реакций окисления прямо пропорциональна давлению топливовоздушной смеси в степени, определяемой порядком реакции. Изменение скорости реакции в зависимости от температуры происходит по экспоненциальному закону. Например, практически при тех температурах, которые имеют место в топках судовых котлов (не ниже 1000 °С), реакции окисления протекают мгновенно и значение τ_x ничтожно мало в сравнении с τ_ϕ . Так, по данным некоторых исследователей, оно составляет 1–5% по отношению к общему времени сгорания капли ($\tau = 1 \cdot 10^{-4} + 0,2$ с), зависящему от сорта топлива и диаметра капли.

Таким образом, продолжительность сгорания отдельных капель, а следовательно, и интенсивность протекания в целом всех топочных процессов будут определяться физическими процессами смесеобразования, при улучшении которых сжигание топлива будет проходить быстрее и эффективнее.

Различают полное и неполное сгорания. Сгорание называется *полным*, если горючие элементы топлива окисляются полностью. Горючими элементами топлива являются углерод, водород и сера. При полном сгорании образуются углекислый газ CO_2 , водяные пары H_2O и сернистый газ SO_2 . В продуктах полного сгорания будут присутствовать также азот (атмосферный и азот топлива) и избыточный кислород. Это объясняется тем, что вследствие несовершенства процесса перемешивания топлива с воздухом в топку подается избыточный воздух, в результате чего не весь кислород расходуется на горение.

При *неполном* сгорании топлива в продуктах сгорания наряду с перечисленными соединениями находятся окись углерода CO , водород H_2 , метан CH_4 и другие углеводороды. При сжигании жидких топлив эти продукты неполного сгорания, кроме CO , содержатся в очень незначительных количествах, и их не учитывают. Поэтому за показатель неполноты сгорания топлива принимают содержание в газах только CO .

Расчеты химических реакций горения – определение количества необходимого для горения воздуха, состава и количества образующихся продуктов сгорания – являются первым этапом теплового расчета котла.

Разность между полными внутренними энергиями исходных веществ и продуктов реакции называется *тепловым эффектом реакции*. Таким образом, убыль внутренней химической энергии реагирующих веществ определит появление внешней теплоты и работы. Эта направленность реагирования характерна для всех процессов горения топлив.

Экспериментально было установлено, что в большинстве случаев течение реакции горения не подчиняется молекулярному характеру и описанным зависимостям от температуры и давления.

Изучение механизма таких реакций показало, что эти реакции протекают не непосредственно между молекулами исходных реагирующих веществ, а через последовательные промежуточные стадии, зачинателями которых являются активные промежуточные продукты – свободные атомы и радикалы или неустойчивые молекулы, которые легко разрушаются с образованием атомов и радикалов – активных центров. Последние и вступают во взаимодействие с исходными веществами и образуют конечные продукты. Одновременно с образованием конечных продуктов каждая стадия рождает новый активный центр, являющийся продолжением реакции. Такие реакции называются *цепными*.

Зарождение первичного активного центра происходит из исходных веществ при столкновении их активных молекул либо под воздействием внешних факторов (свет, местный нагрев, ионизирующее излучение и т.д.). Цепные реакции, идущие путем последовательных стадий с образованием промежуточных активных продуктов, совершаются легче, чем при непосредственном молекулярном взаимодействии.

Различают разветвленные и неразветвленные цепные реакции.

Неразветвленными называются цепные реакции, в которых молекула активного продукта при реакции с исходным веществом дает конечный продукт и один активный центр, продолжающий реакцию.

Разветвленными называются цепные реакции, в которых при взаимодействии активного продукта с исходной молекулой наряду с продуктом реакции появляется две молекулы и более активного продукта. Это обстоятельство приводит к самоускорению реакции во времени. По разветвленным цепным реакциям происходит горение водорода, окиси углерода, метана и других углеводородных топлив.

Самовоспламенение и зажигание. При низких температурах топливно-воздушной смеси скорость химической реакции между ними мала и не приводит к повышению температуры смеси, так как скорость отвода теплоты в окружающую среду превышает скорость тепловыделения в результате реакции.

Повышение температуры топливно-воздушной смеси путем увеличения температуры окружающей среды или стенок камеры реагирования увеличивает скорость реакции и, следовательно, скорость избыточного тепловыделения.

При определенной температуре окружающей среды $t_{0,c}$ температура реагирующей смеси и, следовательно, скорость ее реакции достигают значений, при которых скорость тепловыделения превышает скорость отвода теплоты. Избыточная теплота реакции идет на саморазогрев смеси до температуры t_c , при которой наступает бурное ее реагирование с появлением пламени.

Этот процесс быстрого нарастания скорости реакции, который в замкнутом объеме может иметь взрывной характер, называется *самовоспламенением*.

Таким образом, под самовоспламенением горючих смесей понимают такой процесс воспламенения, при котором реагирующая смесь, нагревается до определенной температуры t_c , самостоятельно саморазогревается и затем воспламеняется во всем объеме без участия внешнего источника зажигания.

Температуру топливно-воздушной смеси t_c , выше которой возможно самоускорение реакции, называют *температурой самовоспламенения*. Минимальная же температура среды или стенок камеры реагирования $t_{o,c}$, начиная с которой в реагирующей смеси данного состава наступает самовоспламенение, называют *температурой воспламенения*.

Таким образом, t_c выше $t_{o,c}$. Их разность составляет в среднем 40 ... 80 °C и представляет собой саморазогрев смеси, предшествующий самовоспламенению. В период саморазогрева в системе происходит накопление теплоты и активных центров, приводящее к взрывному развитию реакции при достижении температуры t_c . Время предвзрывного саморазогрева системы называется *периодом индукции* или задержкой воспламенения.

Температура самовоспламенения t_c не является физической константой, так как зависит от состава топлива, условий развития реакции, объема реагирующей системы и ряда других факторов. Все эти факторы влияют и на период индукции. Его длительность характеризует воспламеняемость топлив.

Самовоспламенение характерно для всех видов топлива, включая твердое. Температура самовоспламенения твердых топлив зависит от содержания летучих и их характеристики воспламенения. Наименьшая температура самовоспламенения у молодых топлив: древесины, торфа, сланцев и бурых углей ($t_c = 225 \dots 250$ °C); самая высокая — у старых топлив (например, у антрацитов $t_c \approx 500$ °C). Эта характеристика твердого топлива имеет чрезвычайно важное практическое значение для предупреждения самовозгорания твердых топлив при их хранении. Самовозгорание возникает при окислении горючих составляющих топлив из-за адсорбции кислорода воздуха поверхностью топлива, при этом чем мельче топливо, тем больше его поверхность и тем сильнее адсорбция.

Выделяющаяся при окислении теплота приводит к саморазогреву топлива, ускоряющему процесс окисления и обуславливающему дальнейший рост температуры в штабеле. В результате температура топлива может достигнуть температуры самовоспламенения, что приводит к пожарам и взрывам штабелей. Для предупреждения этого применяются специальные меры.

Зажигание (вынужденное воспламенение) топлива отличается от самовоспламенения тем, что реакция горения возникает от нагрева (возбуждения) реагирующей системы в одном месте от внешнего высокотемпературного источника, и образовавшийся фронт пламени распространя-

ется на всю систему. Источниками зажигания могут быть раскаленные тела (калильное зажигание), пламя и электрическая искра.

Источник зажигания должен иметь температуру $t_{\text{ист}}$, превышающую температуру воспламенения топлива, а также достаточную мощность, которая устанавливается аналитическим и опытным путями.

Зажигание раскаленными телами широко применяется при сжигании газов в топках котлов и печей. На пути факела низкорееакционных газов (коксового, доменного и т.д.) устанавливаются горки и решетки из огнеупорных материалов, которые при нагреве служат источником зажигания свежей газовой смеси.

Электроискровое зажигание широко применяется в карбюраторных ДВС. Оно считается более интенсивным, чем тепловое зажигание, поскольку с выделением теплоты от электрического разряда вокруг электродов запальной свечи происходит ионизация топливно-воздушной смеси, приводящая к появлению активных центров, ускоряющих воспламенение.

По своей природе явления самовоспламенения и зажигания не отличаются друг от друга. Оба они наряду с температурами воспламенения и самовоспламенения характеризуются концентрационными пределами зажигания.

Пределы определяют нижнюю — предельно бедную, и верхнюю — предельно богатую, объемные концентрации горючих газов в смеси, при которых возможно распространение пламени по всему объему смеси при возникновении воспламенения. Нижний и верхний концентрационные пределы выражаются в процентном (по объему) содержании газообразного топлива в его смеси с воздухом или кислородом. Концентрационные пределы существенно зависят от давления и температуры смеси, содержания в топливе активных и балластных примесей и т.д.

Для оценки воспламенения паров жидкостей и твердых веществ в смеси с воздухом вместо концентрационных пределов применяют температурные пределы зажигания, что более соответствует практическим целям.

Температурными пределами (верхним и нижним) называют две такие температуры топлива, при которых его насыщенные пары образуют с воздухом концентрации, соответствующие нижнему или верхнему концентрационным пределам. Естественно, что нижнему пределу соответствует меньшая, а верхнему — большая температура топлива. Температурные пределы зажигания топлива чрезвычайно важны для определения температурных условий хранения топлива, применения его в технологических целях, расчета вентиляции помещений и т.д.

Горение газообразных топлив. Горение газов является типичным примером разветвленной цепной реакции. Воспламенение газозооушной смеси — это начальная фаза зарождения пламени.

При сжигании газовой смеси, предварительно доведенной до температуры воспламенения, смесь горит во всем объеме одновременно.

При воспламенении от постороннего источника неподвижной холодной газовой смеси в начальный момент загорается и сгорает небольшое количество газа (в месте воспламенения).

За счет выделившейся теплоты прогревается и воспламеняется соседний слой смеси, который обеспечивает зажигание нового слоя. Горение при этом происходит в тонком слое ($0,01-0,0001$ см), так называемом фронте пламени, который в каждый момент времени отделяет еще не сгоревшую смесь от продуктов сгорания. Фронт пламени перемещается, пока не сгорит вся смесь. Процесс сжигания воспламененной неподвижной газовой смеси происходит, таким образом, при перемещающемся фронте пламени. Если же начать перемещать газовую смесь навстречу фронту пламени со скоростью его распространения, то фронт пламени окажется неподвижным. Такое положение имеет место в обычной газовой горелке. При воспламенении выходящей с постоянной скоростью из трубки газовой смеси 4 у устья горелки 3 образуется стационарное пламя 2, имеющее вид конуса (рис. 14.1).

Такая форма пламени связана с различной скоростью выхода газовой смеси из устья горелки. Образующая устойчивая поверхность конуса горения представляет собой геометрическое место точек, в которых нормальная составляющая W_n скорости потока W равна нормальной скорости распространения пламени U_n , т.е.

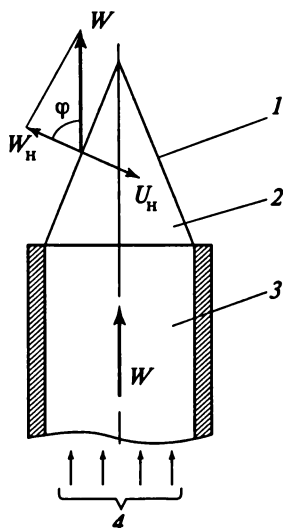


Рис. 14.1. Схема нормального распространения пламени в ламинарном потоке:
1 — фронт пламени; 2 — пламя; 3 — горелка; 4 — газозвдушная смесь

$$U_n = W \cos \varphi, \quad (14.17)$$

где φ — угол между вектором скорости W и нормалью к поверхности ко- нуса.

Под нормальной скоростью распространения пламени понимают ли- нейную скорость перемещения элемента фронта пламени относительно несгоревшей смеси по направлению нормали к поверхности фронта в данном месте.

Скорость распространения пламени является важным параметром, служащим для определения скорости подачи топлива в топку. В зависи- мости от характера движения газозвоздушной смеси различают ламинар- ное и турбулентное горения. Рассмотренное нами сжигание газа в горел- ке происходит в ламинарном потоке (при $Re < 2000$). При этом передача теплоты от фронта пламени к несгоревшей смеси осуществляется только путем теплопроводности.

Из-за малой теплопроводности газов скорость U_n для большинства газообразных топлив невелика и составляет, например, для метана 0,28 м/с, окиси углерода — 0,3 м/с, ацетилен — 1 м/с, водорода — 1,6 м/с.

Значение U_n сильно зависит от состава смеси, концентрации топлива в ней, а также температуры смеси. Так, по экспериментальным данным для углеводородовоздушных смесей U_n пропорционально $t_{см}^{1,8}$ (здесь $t_{см}$ — температура смеси перед фронтом воспламенения).

Распространение пламени в газозвоздушной смеси возможно только в определенных концентрационных пределах. Вне этих соотношений топ- лива и окислителя смесь не горит. Если в такой смеси при помощи по- стороннего источника все же воспламенить некоторое количество топ- лива, то пламя на весь объем не распространится.

Концентрационные пределы распространения пламени совпадают с концентрационными пределами зажигания. Для каждого топлива суще- ствует определенная концентрация его в смеси с окислителем, при кото- рой U_n имеет максимальное значение. Наименьшие значения U_n будут при верхнем и нижнем концентрационных пределах распространения пламени. Наличие концентрационных пределов связано с тем, что при значительном избытке воздуха (бедные смеси) или малом количестве его (богатые смеси) количество теплоты, выделяющейся в месте воспламе- нения, недостаточно, чтобы осуществить зажигание соседних слоев сме- си. В обоих случаях расход теплоты на прогрев компонентов смеси (с из- быточным количеством одного из них) превышает тепловыделение, что приводит к уменьшению температуры во фронте горения ниже темпера- туры воспламенения.

Применение горелок с ламинарным потоком из-за малых скоростей распространения пламени не может обеспечить сжигание необходимых количеств газообразного топлива в промышленных установках. Поэтому обычно осуществляют сжигание этих топлив в турбулентных потоках.

Турбулизации газа и воздуха резко увеличивают скорость распространения пламени, поскольку в турбулентных потоках перенос теплоты от фронта пламени к несгоревшей смеси осуществляется не только теплопроводностью, но и путем перемешивания горящих объемов со свежей смесью, что сильно увеличивает поверхность фронта пламени, и горение происходит в объеме смеси. Скорость турбулентного распространения пламени U_T обычно подсчитывают в зависимости от U_H , м/с. Для ориентировочных расчетов можно принять

$$U_T = AWU_H^{0,3}, \quad (14.18)$$

где A – коэффициент, учитывающий характеристики топлива; W – средняя скорость потока, м/с.

Детонационное горение (детонация) может возникнуть в особых условиях горения. (Основы теории детонационного горения были изложены в гл. 4.) В нормальных условиях фронт пламени распространяется от источника зажигания в свежие объемы смеси, однако при сжигании топлив с низкими температурами воспламенения в ограниченном объеме при высоких давлениях, например паров легких топлив в карбюраторных двигателях, возникает детонация.

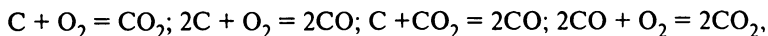
Суть детонации состоит в том, что во фронте пламени, возникшем у запальной свечи, развивается высокое давление продуктов сгорания, в результате чего, обгоняя фронт пламени со скоростью $1000 + 4000$ м/с, в свежие объемы смеси движется волна давления. Она вызывает дополнительное сжатие смеси и ее нагрев. Если температура свежей смеси в этом случае достигнет температуры воспламенения, то в разных местах объема смеси возникнут неорганизованные очаги пламени, удаленные от основного фронта. Это приводит к взрывному увеличению давления в цилиндре, которое не компенсируется увеличением объема цилиндра при движении поршня вниз.

Внешними признаками детонации являются стук в двигателе и дымление. Детонация – вредное явление, так как приводит к нерасчетным нагрузкам на узлы и детали двигателя и преждевременному их разрушению.

Горение твердого топлива. Горение частицы твердого топлива складывается из ряда последовательных стадий: прогрев топлива и испарение влаги; выход летучих и образование кокса при $t > 100$ °С в результате разложения сложных углеводородных молекул, сгорание коксового остатка.

Содержание летучих сильно влияет на общее время сгорания частицы. Температура воспламенения летучих значительно ниже температуры воспламенения кокса. Поэтому они воспламеняются раньше кокса и чем их больше, тем сильнее они прогревают кокс, подготавливая его к воспламенению. Сгорание коксового остатка – наиболее медленная стадия горения частицы. Горение кокса происходит на его поверхности и пото-

му является диффузионным, так как время горения определяется скоростью диффузии кислорода к поверхности кокса через среду продуктов сгорания. Конечным продуктом полного сгорания углерода топлива является двуокись углерода CO_2 , образование которой при горении идет за счет следующих реакций:



причем первая и вторая реакции называются *первичными*, а третья и четвертая – *вторичными*. Интенсивность этих реакций, их последовательность и полнота сгорания CO в CO_2 зависят от скорости обдувания частиц кокса потоком воздуха и температурного уровня процесса.

Следовательно, сжигание твердых топлив должно осуществляться при достаточных количествах воздуха и в зоне высоких температур, обеспечивающих высокую полноту выгорания кокса и CO .

Горение жидкого топлива. Так как температура кипения жидких топлив ниже температуры их воспламенения, то воспламенению предшествует испарение. Поэтому горение всех жидких топлив происходит в парогазовой стадии; топливно-воздушная смесь образуется путем диффузии кислорода в пары топлива. Следовательно, скорость сгорания элементарной дозы топлива зависит от скорости испарения топлива и скорости диффузии окислителя к нему.

Рассмотрим схему горения капли жидкого топлива (рис. 14.2). Жидкая фаза 1 окружена оболочкой из паров топлива 2, на внешней границе которой создается топливно-воздушная смесь за счет диффузии кислорода 6 через область 4 продуктов сгорания 5 и возникает фронт пламени 3. Воспламенению предшествует прогрев капли до температуры испарения, интенсивность которого зависит от температуры окружающей капли среды.

Скорость химической реакции окисления во фронте пламени очень высока, в то время как диффузия кислорода затруднена, так как область 4 забалластирована продуктами сгорания. В этом случае горение капли следует отнести к диффузионному. Время выгорания капли определяется скоростью расходования жидкой фазы:

$$\tau = \frac{\rho[(T_k - T_0)C_{\text{ж}} + r_{\text{ж}}] R_0^2}{2\lambda(T_c - T_k)}, \quad (14.19)$$

где ρ – плотность жидкого топлива, кг/м^3 ; T_k и T_0 – соответственно температура кипения и начальная температура жидкого топлива, K ; $C_{\text{ж}}$ – теплосодержание топлива, $\text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$; R_0 – начальный радиус капли, м ; $r_{\text{ж}}$ – теплота парообразования топлива, кДж/кг ; λ_c – коэффициент теплопроводности газовой среды, $\text{Вт/(м}\cdot\text{K)}$; T_c – температура окружающей среды, K .

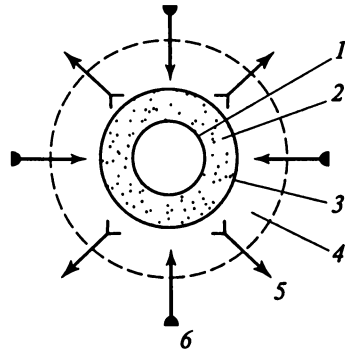


Рис. 14.2. Схема горения капли жидкого топлива

Формула (14.19) подсказывает пути интенсификации процесса сгорания жидкого топлива. Очевидно, что время горения будет тем меньше, чем выше будут температура окружающей среды и начальная температура топлива. Однако в наибольшей степени время сгорания зависит от начального радиуса капли, так как τ пропорционально R_0^2 . В связи с этим в двигателях внутреннего сгорания (дизелях), котлах, газовых турбинах стремятся к возможно более тонкому распылу топлива при подаче в камеру сгорания. Тонкий распыл достигается применением специальных устройств – форсунок, работающих по принципу механического распыливания, или с помощью распыливающей среды. В любом случае тонкость распыла зависит от вязкости топлива, в связи с чем топлива с большой вязкостью, например мазуты, перед подачей к форсунке подогревают.

14.4. Определение расхода воздуха на горение топлива

Стехиометрические соотношения. Носителями тепловой энергии, выделившейся при сгорании топлива, являются продукты сгорания. От количества и состава продуктов сгорания зависит их температура, а следовательно, и пригодность топлива для того или иного технологического процесса. В задачу расчета процесса горения входит определение количества необходимого для горения воздуха и объемов продуктов сгорания при заданных условиях горения.

Количество воздуха необходимо знать для расчетов устройств подачи воздуха в зону горения и площадей сечения каналов для его подвода. По объемам продуктов сгорания рассчитывают устройства для удаления газов из топок и производят другие теплотехнические расчеты.

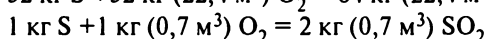
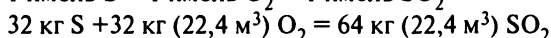
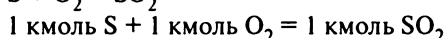
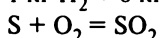
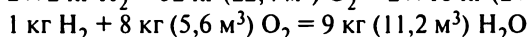
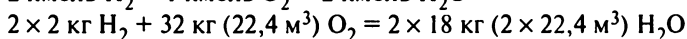
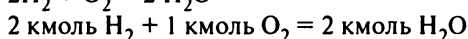
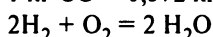
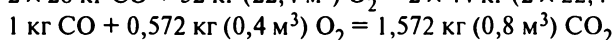
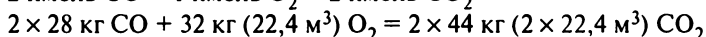
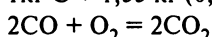
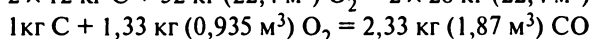
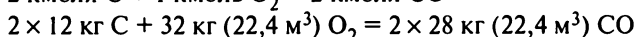
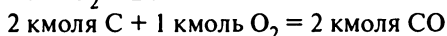
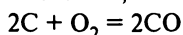
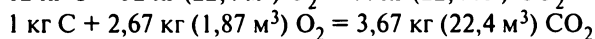
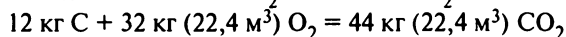
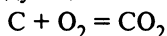
Для расчета количества воздуха, необходимого для горения, а также состава и объема продуктов сгорания требуется знать элементарный состав топлива на рабочую или сухую (для газов) массу топлива. Все расчеты ведутся из условия полного сгорания топлива и образования конечных молекулярных продуктов. За исходную массу компонентов, участву-

ющих в реакции горения, принимается 1 кг твердого или жидкого топлива или 1 м³ газа при нормальных условиях. Поэтому все объемы воздуха и продуктов сгорания будут исчисляться на 1 кг полностью сгоревшего твердого (жидкого) или на 1 м³ газообразного топлива.

Отправными уравнениями для расчетов служат материальные уравнения реакции окисления горючих компонентов.

В расчетах за единицу измерения принимают 1 киломоль (килограмм-молекула). Эта единица удобна для перехода к 1 кг и 1 м³ (объему при нормальных условиях, т.е. при температуре $t = 0$ °С и давлении $p = 0,1013$ МПа). Объем 1 кмоль при нормальных условиях принимается равным 22,4 м³.

Реакции горения для определения количества необходимого при горении воздуха, состава и количества образующихся продуктов сгорания следующие:



Последняя реакция горения относится к горению органической серы S_o . Колчеданная сера S_k соединяется с кислородом по другому уравнению; однако для упрощения расчетов будем считать, что горение S_k происходит так же, как и горение S_o . Полученные на основании этих реакций данные сведены в табл. 14.5, из которой видно, что при полном и неполном сгораниях одинакового количества углерода объем образующихся продуктов сгорания одинаков, хотя расход кислорода при полном сгорании в два раза больше. При полном сгорании углерода и серы объем

Количество необходимого для горения кислорода и образующихся продуктов сгорания в расчете на 1 кг горючего элемента топлива

Горючие элементы топлива	Конечный продукт горения	Количество кислорода		Количество продуктов сгорания	
		кг/кг	м ³ /кг	кг/кг	м ³ /кг
Углерод С	Углекислый газ CO ₂	2,67	1,87	3,67	1,87
	Окись углерода СО	1,33	0,935	2,33	1,87
Водород Н ₂	Водяные пары Н ₂ О	8	5,6	9	11,2
Сера S	Сернистый ангидрид SO ₂	1	0,7	2	0,7

израсходованного кислорода равен объему полученного соответственно углекислого и сернистого газов.

Определение количества воздуха, необходимого для полного сгорания топлива. На основании соотношений, полученных из реакций горения (см. табл. 14.5), можно составить формулу для определения количества кислорода, кг/кг, теоретически необходимого для полного сгорания содержащихся в 1 кг топлива горючих элементов углерода $C^P/100$ кг, водорода $H^P/100$ кг и серы $S^P/100$ кг,

$$2,67 \frac{C^P}{100} + 8 \frac{H^P}{100} + \frac{S^P}{100}. \quad (14.20)$$

Так как в горении участвует кислород самого топлива в количестве $O^P/100$ кг, то необходимое количество кислорода, кг/кг, которое следует подвести к топливу, будет меньше:

$$2,67 \frac{C^P}{100} + 8 \frac{H^P}{100} + \frac{S^P}{100} - \frac{O^P}{100}. \quad (14.21)$$

Полученное по (14.21) количество кислорода будет минимальным, его называют *теоретическим*. В действительности для горения подается больше кислорода.

Так как горение топлива происходит за счет кислорода атмосферного воздуха, то для определения количества воздуха необходимо знать процентное содержание кислорода в воздухе. Для технических расчетов принимают следующий состав сухого воздуха: объемная доля O_2 — 21%, массовая доля — 23,2%, объемная доля N_2 — 79%, массовая доля — 76,8%. Тогда количество сухого воздуха, кг/кг, теоретически необходимого для полного сгорания 1 кг топлива,

$$L^0 = \frac{2,67C^P + 8H^P + S^P - O^P}{100} \frac{100}{23,3}, \quad (14.22)$$

или после преобразований

$$L^0 = 0,115(C^P + 0,375S_{\text{д}}^P) + 0,345H^P - 0,043O^P. \quad (14.23)$$

В расчетах обычно пользуются объемным количеством воздуха. Приняв плотность сухого воздуха при нормальных условиях $\rho_{\text{в}}^0 = 1,293 \text{ кг/м}^3$, получим расчетную формулу, по которой определим объем сухого воздуха, $\text{м}^3/\text{кг}$, теоретически необходимого для полного сгорания 1 кг топлива, $V^0 = L^0/\rho_{\text{в}}^0$ или

$$V^0 = 0,0889(C^P + 0,375S_{\text{д}}^P) + 0,267H^P - 0,0333O^P. \quad (14.24)$$

Указанного количества сухого воздуха было бы достаточно для полного сгорания 1 кг топлива, если бы горение происходило в идеальных условиях, т.е. в предположении, что каждая частица кислорода обязательно вступит в реакцию с соответствующей частицей топлива. В реальных условиях из-за несовершенства смесеобразования вероятнее всего ожидать некоторую неравномерность в распределении кислорода: в одних частях зоны сгорания топлива его будет избыток, в других — недостаток. При недостатке кислорода происходит неполное сгорание топлива. Во избежание этого воздух подают в количестве, превышающем теоретически необходимое.

Отношение количества воздуха, действительно поступающего в топку, к теоретически необходимому для сгорания данного количества топлива называется *коэффициентом избытка воздуха*.

Если действительное количество воздуха, подаваемого в топку в расчете на 1 кг топлива, обозначить буквой $V_{\text{д}}$, то

$$\alpha = V_{\text{д}}/V^0. \quad (14.25)$$

Коэффициент избытка воздуха — одна из важнейших характеристик процесса сжигания топлив. Величина α зависит от рода топлива, способа его сжигания, режима работы топливоиспользующего оборудования и т.п. Значение α устанавливается опытным путем. Для газообразных топлив он составляет 1,05–1,2, для жидких — 1,1–2,5, для твердых — 1,15–1,7.

Во время эксплуатации топливоиспользующего оборудования коэффициент избытка воздуха поддерживается на уровне установленных (паспортных) значений, причем всегда стремятся обеспечить полное сгорание топлива при наименьших значениях α . Значение коэффициента α определяют с помощью газового анализа продуктов сгорания, выполняемого специальными приборами — газоанализаторами.

14.5. Состав и объемы продуктов сгорания топлив.

Диаграмма $I_r - t_r$

В общем случае (горение неполное) продукты сгорания представляют собой смесь следующих газов: углекислого газа CO_2 , сернистого ангидрида SO_2 ; водяных паров H_2O ; азота N_2 ; неиспользованного при горении (избыточного) кислорода O_2 ; окиси углерода CO и других продуктов неполного сгорания, которыми мы пренебрегаем. Объем продуктов при полном сгорании топлива V_r будет меньше, чем при неполном сгорании, на величину объема кислорода, который затрачивается на дожигание CO . Эта разница ничтожно мала в сравнении с величиной V_r , поэтому объем продуктов сгорания определяют в предположении, что горение полное. При этом с достаточной для практических расчетов точностью можно пренебречь также азотом топлива, так как в жидких топливах его содержится очень мало.

Таким образом, объем V_r продуктов полного сгорания 1 кг топлива можно найти и как сумму объемов следующих газов:

$$V_r = V_{\text{CO}_2} + V_{\text{SO}_2} + V_{\text{H}_2\text{O}} + V_{\text{N}_2} + V_{\text{O}_2}. \quad (14.26)$$

Полный объем продуктов сгорания может быть условно разделен на объем сухих газов и объем водяных паров:

$$V_r = V_{\text{с.г.}} + V_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (14.27)$$

Теоретически при $\alpha = 1$ (отсутствует избыточный воздух, а следовательно, и избыточный кислород) объем сухих газов равен полному объему

$$V_r = V_{\text{CO}_2} + V_{\text{SO}_2} + V_{\text{N}_2}^0 \quad (14.28)$$

где $V_{\text{N}_2}^0$ – теоретический объем азота при $\alpha = 1$.

На основании соотношений, полученных из расчетных реакций горения (см. табл. 14.4), определим объемы CO_2 и SO_2 :

$$V_{\text{CO}_2} = 1,87 \frac{C_p}{100}; \quad V_{\text{SO}_2} = 0,7 \frac{S_p^0}{100}. \quad (14.29)$$

При химическом анализе продуктов сгорания процентное содержание углекислого газа CO_2 и сернистого газа SO_2 определяем в совокупности, поэтому их суммарное содержание обозначают через RO_2 . Объем этих газов принято определять также вместе, т.е.

$$V_{\text{RO}_2} = V_{\text{CO}_2} + V_{\text{SO}_2}. \quad (14.30)$$

После подстановки в (14.30) выражений (14.29) получим расчетную формулу

$$V_{\text{RO}_2} = 0,0187K^p, \quad (14.31)$$

где K^p — приведенный углерод топлива; $K^p = C^p + 0,375S^p$. Объем водяных паров

$$V_{\text{H}_2\text{O}} = 1,24 \frac{9\text{H}^p}{100} + 1,24 \frac{W^p}{100} + 1,24G_\phi + 1,24d\alpha V_{\text{B}}^0 V_{\text{B}}^0. \quad (14.32)$$

где 1,24 — удельный объем водяных паров, $\text{м}^3/\text{кг}$; G_ϕ — удельный расход распыливающего пара, $\text{кг}/\text{кг}$ топлива; d — влагосодержание атмосферного воздуха, $\text{кг}/\text{кг}$ сухого воздуха; в расчетах применяется $d = 1,01 \text{ кг}/\text{кг}$.

Первое слагаемое в (14.32) представляет собой количество влаги, образующейся от сгорания водорода, второе — количество влаги, содержащейся в топливе, третье — количество влаги, вносимой паром, используемым для распыливания топлива в котлах, четвертое — количество влаги атмосферного воздуха.

После преобразований (14.32) примет вид:

$$V_{\text{H}_2\text{O}} = 0,112\text{H}^p + 0,0124\text{W}^p + 1,24G_\phi + 1,61d\alpha V^0. \quad (14.33)$$

При $\alpha = 1$ теоретический объем водяных паров

$$V_{\text{H}_2\text{O}}^0 = 0,112\text{H}^p + 0,0124\text{W}^p + 1,24G_\phi + 1,61dV^0. \quad (14.34)$$

Объем, $\text{м}^3/\text{кг}$, азота и избыточного кислорода можно легко определить на основании расчета необходимого количества воздуха и приведенного ранее его процентного состава:

$$V_{\text{N}_2} = 0,79\alpha V^0, \quad (14.35)$$

$$V_{\text{O}_2} = 0,21(\alpha - 1)V^0. \quad (14.36)$$

Если потребуется учесть азот топлива, то в (14.35) следует ввести поправку в виде второго слагаемого $0,008\text{N}^p$.

Теоретический объем ($\alpha = 1$) продуктов сгорания, $\text{м}^3/\text{кг}$, на основании (14.26) будет равен:

$$V_{\text{r}} = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2}^0 + V_{\text{H}_2\text{O}}^0. \quad (14.37)$$

При $\alpha > 1$ объемы продуктов сгорания будут больше за счет избытка воздуха. В этом случае объем водяных паров, $\text{м}^3/\text{кг}$

$$V_{\text{H}_2\text{O}} = V_{\text{H}_2\text{O}}^0 + 1,6d(\alpha - 1)V^0, \quad (14.38)$$

полный объем продуктов сгорания

$$V_{\text{r}} = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2}^0 + V_{\text{H}_2\text{O}} + (\alpha - 1)V^0. \quad (14.39)$$

Соответствующие объемы, $\text{м}^3/\text{м}^3$, для газообразных топлив при $\alpha = 1$ подсчитывают следующим образом:

теоретический объем азота

$$V_{N_2} = 0,79V^0 + 0,01N_2, \quad (14.40)$$

где N_2 – содержание азота в топливе, %.

Объем сухих трехатомных газов, рассчитанный по уравнениям горения,

$$V_{RO_2} = 0,01[CO_2 + CO + H_2S + \sum m(C_m H_n)]; \quad (14.41)$$

теоретический объем водяных паров, рассчитанный по уравнениям горения,

$$V_{H_2O} = 0,01 \left[H_2 + H_2S + \sum \frac{n}{2} (C_m H_n) + 0,124d_{г.т} \right] + 1,61V^0, \quad (14.42)$$

где $d_{г.т}$ – влагосодержание газового топлива, г/м³.

При $\alpha > 1$ объемы водяных паров и полный объем продуктов сгорания газового топлива вычисляются по (14.38) и (14.39). Масса продуктов сгорания твердых и жидких топлив, кг/кг,

$$M_r = 1 - \frac{A^p}{100} + 1,306\alpha V^0, \quad (14.43)$$

где A^p – зольность рабочей массы топлива, %.

Масса продуктов сгорания газообразных топлив, кг/м³,

$$M_r = \rho_{г.г}^c \frac{d_{г.г}}{100} + 1,306\alpha V^0, \quad (14.44)$$

где $\rho_{г.г}^c$ – плотность сухого газа, кг/м³; $d_{г.г}$ – влагосодержание газообразного топлива, кг/кг сухого газа при нормальных условиях.

Для контроля процесса горения топлив и определения степени полноты его сгорания и избытка воздуха осуществляется анализ продуктов сгорания топлива с помощью приборов – газоанализаторов.

Объем газов можно выразить как сумму объемов их сухой части и водяных паров:

$$V_r = V_{с.г} + V_{H_2O}, \quad (14.45)$$

где для случая полного сгорания топлива

$$V_{с.г} = V_{RO_2} + V_{N_2} + V_{O_2}. \quad (14.46)$$

В процентном выражении уравнение (14.46) имеет вид:

$$RO_2 + N_2 + O_2 = 100\%, \quad (14.47)$$

где $RO_2 = (V_{RO_2}/V_{с.г})100\%$; $N_2 = (V_{N_2}/V_{с.г})100\%$ и т.п.

Соответственно, при неполном сгорании

$$\text{RO}_2 + \text{N}_2 + \text{O}_2 + \text{CO} = 100\%, \quad (14.48)$$

Основным элементом неполного сгорания является окись углерода СО. Простейшие газоанализаторы дают возможность определить процентное содержание трехатомных газов RO_2 и кислорода O_2 . С помощью этих данных и элементарного состава топлива можно рассчитать процентное содержание

$$\text{CO} = \frac{21 - \text{RO}_2(1 - \beta) - \text{O}_2}{0,605 + \beta}, \quad (14.49)$$

где β – характеристический коэффициент топлива;

$$\beta = 2,37 \frac{\text{H}^{\text{P}} + 0,126\text{O}^{\text{P}}}{\text{C}^{\text{P}} + 0,375\text{S}_{\text{л}}^{\text{P}}}. \quad (14.50)$$

Из (14.49) можно найти максимальное содержание RO_2 при теоретическом количестве воздуха ($\text{O}_2 = 0$) и отсутствии СО:

$$(\text{RO}_2)_{\text{max}} = \frac{21}{1 + \beta}. \quad (14.51)$$

Величины β и $(\text{RO}_2)_{\text{max}}$ являются постоянными для каждого вида топлива. Коэффициент избытка воздуха

$$\alpha = \frac{21}{21 - 79 \frac{\text{O}_2 - 0,5\text{CO}}{100 - (\text{RO}_2 - \text{O}_2 - \text{CO})}} \quad (14.52)$$

или приближенно

$$\alpha = \frac{(\text{RO}_2)_{\text{max}}}{\text{RO}_2}. \quad (14.53)$$

Для выполнения тепловых расчетов топливоиспользующего оборудования необходимо знать *энтальпию продуктов сгорания*, отнесенную к 1 кг твердого или жидкого топлива, кДж/кг, или к 1 м³ газообразного топлива, кДж/м³, в виде суммы энтальпий газов $I_{\text{г}}^0$ при $\alpha = 1$ и энтальпии избыточного воздуха $I_{\text{в}}^0$ так, что

$$I_{\text{г}} = I_{\text{г}}^0 + (\alpha - 1)I_{\text{в}}^0. \quad (14.54)$$

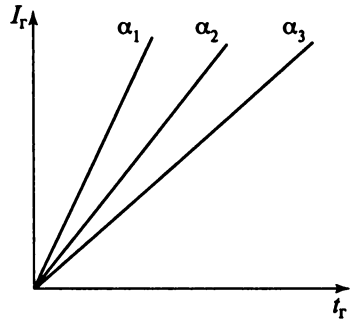


Рис. 14.3. Диаграмма $I_r - t_r$

Энтальпия газов при $\alpha = 1$ и температуре газов t_r

$$I_r^0 = (V_{\text{RO}_2} \bar{c}'_{\text{pCO}_2} + V_{\text{N}_2} \bar{c}'_{\text{pN}_2} + V_{\text{H}_2\text{O}} \bar{c}'_{\text{pH}_2\text{O}}) t_r \quad (14.55)$$

а энтальпия теоретически необходимого количества воздуха ($\alpha = 1$) при температуре t_r

$$I_{\text{B}} = V^0 \bar{c}'_{\text{pB}} t_r \quad (14.56)$$

Объемы V^0 , V_{RO_2} , $V_{\text{N}_2}^0$ и $V_{\text{H}_2\text{O}}$ определяются по уравнениям, полученным ранее. Средние изобарные объемные теплоемкости или энтальпии 1 м^3 углекислоты $\bar{c}'_{\text{pCO}_2}$, азота $\bar{c}'_{\text{pN}_2}$, водяных паров $\bar{c}'_{\text{pH}_2\text{O}}$ и влажного воздуха $\bar{c}'_{\text{pB}}$ берутся из справочных таблиц при температуре t_r .

При значениях $\alpha > 1$ в составе продуктов сгорания будет присутствовать избыточный кислород [см. (14.26)].

В ходе выполнения теплового расчета котлов часто используется диаграмма $I_r - t_r$ (рис. 14.3), расчеты для построения которой удобно выполнять в табличной форме. Диаграмма позволяет в значительной степени упростить определение энтальпии газов по их температуре и выполнение обратной операции — определение температуры газов по известному значению энтальпии.

Из (14.55) очевидно, что при увеличении объема продуктов сгорания (при одинаковом значении их температуры) наблюдается рост энтальпии. В первую очередь это происходит в результате увеличения объема азота и избыточного кислорода, не участвующего в процессе горения топлива.

Поскольку объем данных компонентов главным образом зависит от коэффициента избытка воздуха, очевидно, что на рис. 14.3 $\alpha_1 > \alpha_2 > \alpha_3$, так как с увеличением значения α , вследствие роста объема продуктов сгорания, растет их энтальпия.

Использование диаграммы $I_r - t_r$ удобно при выполнении немашинного расчета теплоэнергетического оборудования. В случае использования ЭВМ рациональнее применять функциональные зависимости $I_r = f(t_r)$ и $t_r = f(I_r)$.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ВОДНОГО ТРАНСПОРТА

15.1. Энергопотребление на объектах водного транспорта

Береговые промышленные предприятия и порты потребляют значительную часть топлива от всего топливопотребления отрасли.

Теплоэнергетическое хозяйство промышленных предприятий водного транспорта включает производство или получение извне различных видов энергии, ее распределение между объектами и потребление. К основным видам энергии, используемой на судоремонтных и судостроительных предприятиях, помимо электрической, относятся пар, горячая вода и сжатый воздух. Пар и горячая вода расходуются на отопление, вентиляцию и горячее водоснабжение. Паровая энергия используется в литейных цехах, на сушку леса, нагрев воды в ваннах и т.д. На приведение в действие пневматического инструмента, испытание механизмов, работу пневматических подъемных устройств, краскораспылителей расходуется сжатый воздух. Пар и горячая вода вырабатываются в производственно-отопительных котельных установках, сжатый воздух — в компрессорных установках. Для обеспечения проведения сварочных работ на судостроительных и судоремонтных заводах используются установки по производству кислорода и углекислоты.

В перегрузочной технике (автопогрузчики, краны и т.д.) в качестве первичных двигателей наряду с электрическими широко используются тепловые двигатели, в частности двигатели внутреннего сгорания, преобразующие тепловую энергию в механическую.

Основными потребителями топлива на береговых предприятиях отрасли являются заводские и отопительные котельные. На предприятиях водного транспорта эксплуатируется более 2000 котлов различных марок.

В заводских котельных установлены в основном паровые котлы. Давление в котлах обычно не превышает 1,3 МПа. Во многих заводских котельных одновременно с паровыми размещают водогрейные котлы различных типов. Одним из показателей, характеризующих режим работы и техническое состояние заводских котельных, является коэффициент использования номинальной мощности котельной $K_{\text{и}}$, равный отношению годовой теплопроизводительности котельной к ее номинальной установленной тепловой мощности за тот же период. Этот коэффициент характеризует напряженность работы котельной, ее резервы и предопределяет стоимость отпускаемой котельной теплоэнергии.

Существенная неравномерность графиков загрузки котельной в течение года и суток предопределяет низкие значения этого коэффициента,

который для заводских котельных колеблется от 0,2 до 0,5. Чем ниже значение $K_{\text{н}}$, тем выше стоимость отпускаемой тепловой энергии. Повысить указанный коэффициент можно увеличением времени работы котлов и повышением их удельного паро- или теплосъема с поверхности нагрева.

Во многих случаях тепловое снабжение ремонтно-эксплуатационных баз (РЭБ) флота, портов и жилого фонда осуществляется от мелких отопительных котельных с суточным расходом топлива менее 2 т. Наличие мелких теплоисточников ведет к увеличению расходов энергии на получение теплоты, увеличению капитальных вложений на их строительство и эксплуатацию. Большинство этих котельных оборудованы чугунными котлами, работающими на твердом топливе и имеющими относительно низкий КПД, вследствие чего удельные расходы топлива в них достигают 55 кг/ГДж. Эксплуатация мелких котельных нежелательна и по другим причинам, к которым следует отнести: плохо налаженную систему возврата и использования конденсата, полное или частичное отсутствие механизации и автоматизации, отвлечение большого числа рабочих для работы в котельных, неудовлетворительный учет отпускаемой теплоты потребителям.

Большой экономический эффект может быть получен при подключении тепловых потребителей к крупным источникам теплоснабжения, например ТЭЦ. Однако для предприятий водного транспорта, особенно речного флота, во многих случаях это трудно выполнить по следующим причинам:

во-первых, многие промышленные предприятия и их жилищный фонд расположены вне зоны больших городов, и они сами являются крупными предприятиями в районе их расположения;

во-вторых, часто мощности теплоснабжения крупных городов, где расположены эти предприятия, оказываются недостаточными, чтобы к ним можно было подключиться.

Однако, несмотря на эти сложности, намечаются ликвидация ряда мелких малоэффективных котельных на предприятиях водного транспорта и подключение тепловых потребителей к крупным источникам теплоснабжения.

В котельных предприятий водного транспорта сжигается большое количество твердого топлива, что снижает КПД таких котельных и повышает удельные расходы топлива. Перевод этих котельных на газообразное топливо обеспечивается медленно. Недостаточными темпами осуществляется модернизация котельных и замена в них старых котлов современными конструкциями.

Устранение непроизводительных потерь тепловой энергии должно прежде всего, базироваться на методически правильном и научно обоснованном учете и нормировании расхода топливно-энергетических ре-

сурсов. Для всех энергоемких агрегатов, работающих на предприятиях водного транспорта, необходимы систематический анализ источников потерь теплоэнергии и топлива и проведение с учетом условий эксплуатации мероприятий по экономии топлива. Прежде всего, эти мероприятия должны быть направлены на повышение КПД действующих котельных установок или снижение возвратных потерь теплоты, т.е. потерь, которые могут быть устранены в результате модернизации и улучшения обслуживания действующего оборудования.

Одним из путей является повышение степени использования вторичных энергоресурсов, к которым относятся: внедрение прогрессивных технологий, модернизация действующего и замена устаревшего энергетического и энергоиспользующего оборудования; более глубокая утилизация теплоты уходящих газов на работающих и вводимых в эксплуатацию котельных установках; использование в качестве котельного топлива отработанных масел и продуктов переработки нефтесодержащих вод; использование оборотного водоснабжения для охлаждения двигателей, многократное использование топлива в обкаточных стендах топливной аппаратуры при всех заводских испытаниях; оснащение теплоиспользующего оборудования современными приборами теплоконтроля, внедрение графиков рациональных температурных режимов; снижение потерь теплоты в окружающую среду путем реконструкции теплотрасс, улучшения их изоляции. Большой экономический эффект может быть получен за счет увеличения единичной мощности котельных, их укрупнения и централизации теплоснабжения.

Структура расходов теплоэнергии на береговых предприятиях водного транспорта складывается из расходов на обогрев помещений, вентиляцию, чугунное и цветное литье, термообработку металлов, включая обработку поковок, горячих штамповок, сушку стержней, форм и в целом изделий, сушку песка и лесоматериалов, промывку механизмов и деталей в специальных устройствах и ваннах, подогрев мазута и битума, работу теплогенератора для обогрева корпуса судна при его покраске в доке, обогрев не отапливаемых помещений, сушку оборудования в этих помещениях, пропаривание береговых нефтехранилищ и грузовых помещений судов, пропарку бетона, работу паровых инжекторов на плавучих доках и в цехах, а также на работу различных водоподогревателей, теплогенераторов для горячей сушки контейнеров и т.д.

Энергопотребляющее оборудование (кроме оборудования, работающего на электроэнергию) береговых предприятий водного транспорта в основном составляет литейное (вагранки, печи), кузнечно-прессовое оборудование (молоты, прессы, печи для нагрева и термообработки металла), устройства для сушки древесины, песка и различного вида технологической оснастки, системы теплоснабжения, энергосистемы сжатого воздуха, включая и пневмоинструмент), специальные пневмоустройства

и установки для получения сжатого и сжиженного газов (кислород, углекислый газ — для сварочных работ). К энергопотребляющему оборудованию заводов следует также отнести теплогенераторы, различные насосы и устройства, использующие топливо, пар и сжатый воздух.

Из указанного оборудования энергосистемы сжатого воздуха (включая пневмоинструмент и специальные пневмоустройства) являются характерным компонентом технологического оборудования всех береговых предприятий водного транспорта. В то же время литейное, кузнечно-прессовое и другое технологическое оборудование (например, для сушки древесины, контейнеры, ванны и установки для мойки механизмов и узлов паром или горячей водой и т.д.) является отличительной особенностью судоремонтных предприятий.

На ряде этих предприятий печи для производства стального литья работают с использованием электроэнергии (индукционные печи). Изделия из чугунного и цветного литья изготавливают, применяя и другие виды энергоресурсов.

Крупнейшим потребителем топлива и тепловой энергии в отрасли является флот. Возросшие энерговооруженность и мощность главных двигателей в значительной степени усложнили техническое обслуживание судовых энергетических установок. На судах устанавливаются современные теплообменные аппараты, котельные и холодильные установки, системы кондиционирования воздуха и т.п.

15.2. Котельные установки

Классификация. Котельная установка состоит из котлоагрегата и вспомогательного оборудования. Она предназначена для получения пара или горячей воды (рабочего тела котла). Нагрев рабочего тела производится за счет теплоты, выделяющейся при сгорании органического топлива, протекании технологического процесса утилизации теплоты отходящих газов или электрической энергии.

По назначению котельные установки делятся на энергетические, производственно-отопительные и отопительные.

Энергетические котельные установки служат для выработки пара высоких параметров, необходимого для работы паровых турбин (тепловых электростанций, главных судовых двигателей и т.п.).

Производственно-отопительные установки предназначены для выработки тепловой энергии, направляемой как на технологические нужды, так и на отопление производственных, служебных и жилых помещений.

Отопительные котельные установки вырабатывают тепловую энергию для отопления и обеспечения санитарно-бытовых нужд потребителей. На судах энергетические котлы называются главными, а производственно-отопительные и отопительные — вспомогательными.

По месту установки (монтажа) котлоагрегатов установки бывают *стационарные* и *мобильные*. К первому типу на водном транспорте относятся котельные промышленных предприятий и портов, ко второму – судовые котельные установки.

Котельные промышленных предприятий и портов оборудованы паровыми и водогрейными котлами различных типов, работающих на твердом, жидком и газообразном топливах. Заводские и портовые котельные оборудованы в основном паровыми, а отопительные котельные жилищного фонда промышленных предприятий – водогрейными котлами. В заводских котельных обычно устанавливают паровые котлы типов ДКВР, Е (КЕ, ДЕ, Е-1/9 и др.) паропроизводительностью $2,5 + 10$ т/ч, а также котлы Шухова, ВВД и др. Широко используются в стационарных котельных судовые паровые водотрубные котлы и газотрубные котлы типа КВ-5 и КВ-3, КАВ. Нашли применение и современные паровые и водогрейные котлы небольшой паропроизводительности типов КВ, НР-18, «Кивиыли», «Искитим», «Универсал» и другие, которые размещаются в отопительных котельных и могут давать пар с давлением 0,07 МПа или горячую воду температурой до 115 °С.

Судовые котлы применяются как в качестве источника энергии для движения судна, так и в целях обеспечения подачи тепловой энергии в системы теплоснабжения судна – обогрев топливных и масляных цистерн, системы отопления, санитарно-бытовые нужды и т.п. Принципиальная схема реальной судовой паротурбинной установки представлена на рис. 15.1. Подобная схема может быть использована и в береговых котельных.

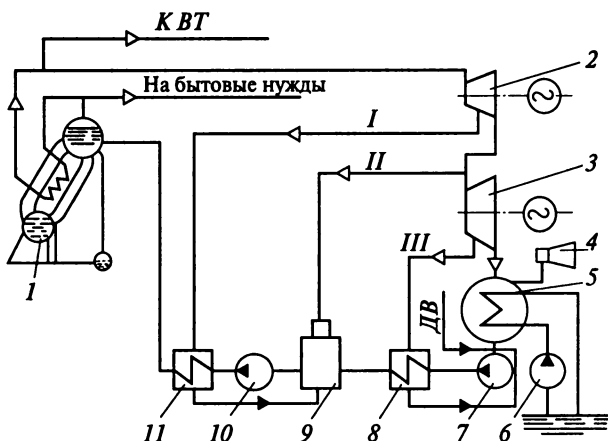


Рис. 15.1. Принципиальная схема судовой паротурбинной установки

В топке парового котла химическая энергия топлива превращается в теплоту, носителем которой являются газообразные продукты сгорания. Эта теплота передается в котле рабочему телу, т.е. идет на образование и перегрев пара. Перегретый пар из котла поступает в турбину, разделенную на две части: высокого 2 и низкого 3 давления. В турбине пар расширяется, и часть теплоты, подведенной к нему в котле, превращается в работу. Затем пар поступает в конденсатор 5, где конденсируется, отдавая остальную, не превращенную в работу часть теплоты охлаждающей воде. В судовых условиях охлаждающая вода берется из-за борта специальным циркуляционным насосом 6 и прогоняется через трубы конденсатора. На внешней поверхности труб происходит конденсация пара. Вода, получающаяся при конденсации пара, называется конденсатом, который забирается конденсатным насосом 7 и подается к первому подогревателю питательной воды 8 и затем в деаэратор 9, предназначенный для удаления воздуха, растворенного в воде. Кроме того, деаэратор является второй ступенью подогрева питательной воды. Из него вода забирается питательным насосом 10 и нагнетается в котел, пройдя предварительно через второй подогреватель 11 питательной воды. Во втором подогревателе питательной воды осуществляется третья ступень подогрева.

Питательную воду подогревают паром, отбираемым из турбины. В рассматриваемой установке предусмотрено три отбора: I — из промежуточной ступени турбины высокого давления 1 для подогрева воды во втором подогревателе 11; II — из патрубка между турбинами для подогрева в деаэраторе. При этом конденсат греющего пара смешивается с питательной водой. В деаэратор подается также конденсат отбора I из подогревателя 11, под собственным давлением, равным давлению отбора; III — из промежуточной ступени турбины низкого давления 3 для подогрева в первом подогревателе 8. Образующийся в нем конденсат отводится в конденсатор 5, где давление меньше.

Свежий пар в судовых пароэнергетических установках имеет давление обычно 1,5–4,0 МПа, иногда выше, и температуру 300 ... 400 °С¹. В конденсаторе поддерживается глубокий вакуум при абсолютном давлении 0,005–0,006 МПа. Этому давлению соответствует температура кипения (или конденсации) 33 ... 36 °С. В процессе конденсации указанные параметры не меняются, следовательно, при такой же температуре² конденсат покидает конденсатор. Питательная вода подогревается в зависимости от котельного давления до 120 ... 200 °С.

Во время работы установки по различным причинам происходит естественная потеря воды и пара в системе. Она составляет 3–4% паропро-

¹ На современных электростанциях, где применяются установки большой мощности, используется пар давлением до 30 МПа и температурой до 600 °С.

² Если не учитывать возможного переохлаждения конденсата на 1 ... 2 °С.

изводительности котлов. Для восполнения потерь в систему подается *добавочная вода (ДВ)*. В приведенной на рис. 15.1 схеме добавочная вода засасывается конденсатным насосом.

Природная вода в большей или меньшей степени всегда содержит различные примеси. Особенно нежелательными являются соли, находящиеся в состоянии истинного раствора. Чтобы исключить возможность образования накипи на поверхностях нагрева парового котла, природная вода должна подвергаться предварительной обработке или обработке внутри котла.

При работе установки в конденсатор поступает некоторое количество воздуха. Он попадает в конденсатор по двум каналам в соизмеримых количествах: через неплотности фланцевых соединений и с питательной водой. Растворенный в питательной воде воздух заносится в котел, проходит с паром через турбину и поступает вместе с ним в конденсатор, где пар превращается в конденсат, последний отводится, а воздух накапливается. Присутствие воздуха в конденсаторе ухудшает теплообмен и приводит к снижению вакуума. Для нормальной работы из конденсатора необходимо непрерывно удалять воздух струйными насосами (эжекторами) 4.

Как видно из рис. 15.1, перегретый пар подается не только к главным двигателям, но и к вспомогательным турбогенераторам *ВТ*, представляющим собой судовую электростанцию. Вырабатываемая ею электрическая энергия используется для привода электрифицированных вспомогательных механизмов, освещения, обеспечивает работу элементов автоматики и общесудовые нужды.

Источником теплоты высокой температуры (теплоотдатчиком) в цикле такого теплового двигателя, как паросиловая установка, являются газообразные продукты сгорания топлива, движущиеся по газоходам котла, а источником теплоты низкой температуры (теплоприемником) – охлаждающая вода, циркулирующая по трубкам конденсатора и уносящая больше половины теплоты, подведенной к пару в котле. Отвод такого большого количества теплоты в окружающую среду (забортную воду в судовых условиях) в соответствии со вторым законом термодинамики обеспечивает превращение остальной части теплоты в работу. Поэтому при данных параметрах пара в котле и конденсаторе и отсутствии необратимых потерь уменьшение количества отводимой теплоты невозможно.

Схема котельной установки. В котельную установку (рис. 15.2) входят котел и вспомогательное оборудование, необходимое для его работы. Собственно котел состоит из двух пучков водогрейных труб 3 и 10, закрепленных в корпусе пароводяного 9 и водяного 2 коллекторов, труб топочного экрана 12, присоединенных к пароводяному коллектору вверху и к экранному коллектору 15 внизу. Топочный экран представляет собой сплошной ряд соприкасающихся труб, воспринимающих теплоту, пере-

даваемую излучением. Пучки 3 и 10 состоят из труб, расположенных одна за другой с определенным интервалом. В интервалах между трубами в поперечном к ним направлении движутся газы (на рисунке показано стрелками). Вода и пароводяная смесь в трубах совершает циркуляцию — в пучке труб 10 и в рядах пучка 3, находящихся в зоне высоких температур поднимается (подъемные трубы), а в трубах пучка 3, расположенных в зоне более низких температур, вода опускается (опускные трубы). Аналогично в трубах топочного экрана нагреваемая среда движется вверх — в пароводяной коллектор, а опускается по трубам, расположенным за экраном.

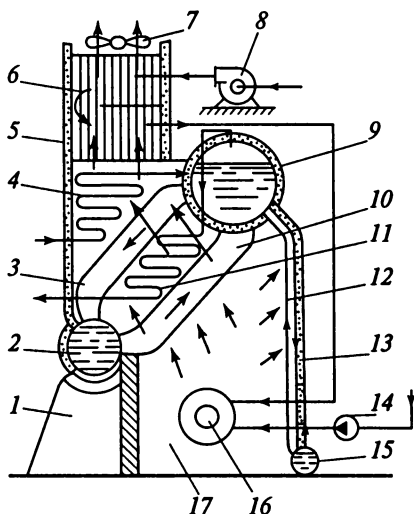


Рис. 15.2. Схема судовой котельной установки

Топка 17 служит для сжигания топлива.

В пароперегревателе 11 происходят подсушка и перегревание пара. В парообразующей части котла пар находится в равновесии с жидкостью и поэтому не может иметь температуру выше температуры кипения, соответствующей давлению пара в котле. Так, например, при абсолютном давлении 1,6 МПа эта температура равна 201,4 °С. В целях повышения термического КПД цикла пар перегревают до 300 ... 400 °С.

В водяном экономайзере 4 подогревается питательная вода. Для подогрева воздуха используется часть теплоты, уносимой газообразными продуктами сгорания топлива.

В воздухоподогревателе 6 подогревается воздух, необходимый для сгорания топлива. Подобно экономайзеру воздухоподогреватель устанавливается на пути движения газообразных продуктов сгорания топлива.

Оборудование питательной системы включает систему трубопроводов, механизмов и устройств, предназначенных для подготовки подачи питательной воды в котел. В оборудование питательной системы входят питательные насосы, фильтры, установка для дообработки (обессоливание или умягчение добавочной воды) и подогреватели питательной воды, находящиеся вне котла.

Устройства для сжигания, подачи и хранения топлива при использовании жидкого топлива представляют собой топливные насосы 14, 6, перекачивающие насосы, форсунки 16, фильтры, емкости для хранения топлива (расходные цистерны и танки), при использовании твердого топ-

лива — механизмы, обслуживающие механические топки, или инструменты для ручного обслуживания топки, а также водяной эжектор для удаления из котельного отделения шлаков и бункеры топлива.

В котельную установку, кроме того, входят аппаратура и устройства для автоматического регулирования и защиты парового котла, а также арматура—клапаны и краны, установленные непосредственно на котле, и измерительные приборы, необходимые для наблюдения за его работой. В установке используется тепловая изоляция 5 и 13 котла, ее устанавливают на опору 1 и фундамент.

Для подачи воздуха в топку обычно применяется дутьевой вентилятор 8, а для удаления продуктов сгорания — вытяжной вентилятор (дымосос) 7, устанавливаемый в начале дымовой трубы. В некоторых случаях дутье и интенсификация тяги осуществляются струйными аппаратами. В простейшем случае ограничиваются естественной тягой (самотягой). Движущим напором естественной тяги является разность весов столба холодного воздуха $\rho_{\text{в}}gh$ и столба газов в дымовой трубе $\rho_{\text{г}}gh$:

$$H = gh(\rho_{\text{в}} - \rho_{\text{г}}), \quad (15.1)$$

где H — движущийся напор естественной тяги; h — высота дымовой трубы, измеряемая для котлов на твердом топливе от пода топки, а для котлов, работающих на жидком или газообразном топливе, — от оси нижней форсунки до верхнего среза дымовой трубы, м; $\rho_{\text{в}}$ и $\rho_{\text{г}}$ — плотности соответственно наружного воздуха и газов в дымовой трубе, кг/м³.

При этом сила тяги, приходящаяся на единицу площади, выражается в паскалях. Из (15.1) видно, что сила естественной тяги прямо пропорциональна высоте дымовой трубы.

Рабочий процесс котла можно рассматривать как состоящий из нескольких отдельных процессов превращения энергии, которые происходят в воздушно-газовом и пароводяном трактах. Носителями энергии являются материальные потоки (воды, пара, топлива, воздуха), взаимодействие которых в элементах котла образует три подпроцесса, неразрывно связанных между собой и составляющих рабочий процесс (рис. 15.3).

Основным из них является сгорание топлива 1 в топке, для реализации которого необходимы непрерывный подвод топлива и воздуха, распыление топлива и образование смеси топливо—воздух, собственно горение и отвод продуктов сгорания (дымовых газов). Факторы, влияющие на полноту сгорания топлива, рассматривались в гл. 14.

Процессы сгорания и отвода дымовых газов сопровождаются процессами теплообмена 2, т.е. передачей теплоты от продуктов сгорания к нагреваемой среде (воде, пару, воздуху).

Котел представляет собой сложный теплообменный аппарат, в котором имеются все способы передачи теплоты: излучение, конвекция, теплопроводность.

Наиболее сложным является теплообмен в топке. Происходящие в ней явления представляют собой комплекс взаимосвязанных физико-химических процессов смесеобразования и горения, теплообмена и аэродинамики, которые затрудняют изучение процессов теплообмена. Основная часть теплоты в топке передается излучением, поэтому поверхности теплообмена топки (экранные трубы и трубы притопочного пучка) называются радиационными или лучевоспринимающими.

Экранная поверхность, расположенная в топке, играет существенную роль в тепловом балансе котла, она воспринимает около 40% всей теплоты, передаваемой котельным поверхностям нагрева.

По мере движения по газоходу продукты сгорания отдают теплоту поверхностям нагрева, и их температура понижается, а конвективная составляющая в суммарном теплообмене растет. Если средняя температура потока газов не превышает 350 °С, то их излучением можно пренебречь.

К конвективным поверхностям относятся пучки труб, расположенные в газоходах, через которые проходят газы. Это парогенерирующие пучки, пароперегреватель, экономайзер и воздухоподогреватель.

Парогенерирующие трубы, расположенные в выходном сечении топки (трубы притопочного пучка), вместе с лучистой энергией воспринимают также теплоту конвекцией при проходе через них газов, покидающих топку. Поэтому поверхность этих труб учитывают при расчете теплообмена в топке как лучевоспринимающую, и при расчете конвективных поверхностей нагрева как конвективную.

Все поверхности нагрева утилизационных котлов рассчитывают как конвективные.

Одновременно с процессами сгорания и теплопередачи протекают процессы генерации пара в парогенерирующих элементах, перегрева пара в пароперегревателе и нагрева воды и воздуха в экономайзере и воздухоподогревателе, т.е. те процессы, которые формируют полезный эффект котла – требуемое количество пара с заданными параметрами.

В результате того, что экранные трубы и трубы притопочного и конвективного пучков находятся в зоне высоких температур и воспринима-

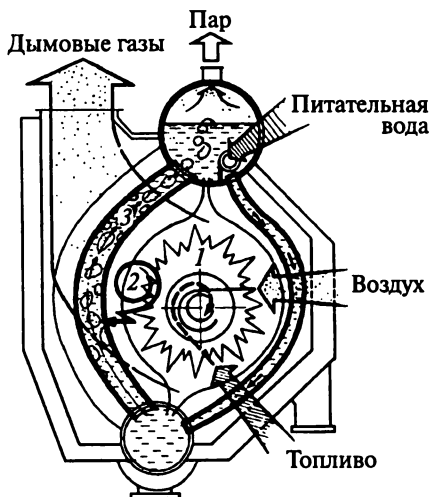


Рис. 15.3. Схемы процессов и материальных потоков в водотрубном котле

ют значительное количество тепловой энергии, в них происходит процесс парообразования $З$ (см. рис. 15.3). Образовавшиеся пузырьки пара вместе с водой поднимаются вверх. Такие трубы называются *подъемными*. Необогреваемые трубы, расположенные за сплошным топочным экраном рядом труб, называются *опускными* вследствие того, что они заполнены водой, движущейся вниз, поскольку она имеет большую плотность, чем плотность образующейся в подъемных трубах пароводяной смеси.

При выходе из подъемных труб паровые пузырьки проходят через слой воды и зеркало испарения в пароводяном коллекторе и попадают в пароводяное пространство. Неиспарившаяся вода смешивается с питательной водой и снова участвует в процессе циркуляции. От пара при прохождении через внутриколлекторные сепарирующие устройства отделяются капельки влаги, и он поступает в пароперегреватель и к судовым потребителям насыщенного пара со степенью сухости $x = 0,98 + 0,995$.

Использование хвостовых поверхностей нагрева (экономайзеров и газовых воздухоподогревателей) позволяет значительно повысить экономичность работы котла за счет увеличения его КПД в результате уменьшения потерь теплоты с уходящими газами.

Пароперегреватель, воздухоподогреватель и водяной экономайзер называются дополнительными поверхностями нагрева, в отличие от основной парообразующей поверхности нагрева котла (воздухоподогреватель и экономайзер называют хвостовыми поверхностями). Дополнительные поверхности нагрева не являются неотъемлемыми элементами котла — часть из них или все они могут отсутствовать. Все перечисленные элементы, будучи конструктивно объединенными в один агрегат, представляют в своей совокупности котел или котельный агрегат.

Различие в компоновке и конструктивном оформлении поверхности нагрева собственно котла и его составных элементов привело к появлению различных типов котельных агрегатов.

Классификация, технико-экономические характеристики и конструкции котлов. Котлы, применяемые на водном транспорте, делятся на *стационарные*, устанавливаемые на береговых предприятиях, и *судовые*. Для стационарных котлов основными требованиями являются высокая экономичность и надежность работы. Основными требованиями, предъявляемыми к судовым котлам, являются надежность работы при резко меняющихся режимах, достаточно высокая экономичность, небольшое время ввода в действие и небольшие масса и размеры.

По назначению судовые котлы подразделяются на *главные* и *вспомогательные*. Главные котлы обеспечивают паром главные паровые турбины или машины. Вспомогательные котлы служат для теплоснабжения и обеспечения общесудовых нужд горячей водой и паром.

В зависимости от источника теплоты котлы делятся на *автономные*, *утилизационные* и *комбинированные*. Автономные котлы используют теп-

лоту сгорания топлива, сжигаемого в топке; утилизационные котлы (котлы-утилизаторы) используют (утилизируют) теплоту отходящих газов. На судах утилизационные котлы потребляют тепловую энергию отработавших газов главных двигателей. Комбинированные судовые котлы могут попеременно или одновременно работать как утилизационные и как автономные, т.е. могут использовать теплоту отработавших газов и теплоту сгорания топлива. Например, в ходу они работают как утилизационные или комбинированные, на стоянке — как автономные.

По способу организации движения в них воды и газов котлы бывают *водотрубные, газотрубные (огнетрубные) и газоводотрубные*. В водотрубных котлах по трубам движется вода, а снаружи они омываются газами. В газотрубных, наоборот, газы движутся внутри труб, а вода омывает их с внешней стороны. В газоводотрубных котлах часть поверхности нагрева работает как водотрубная, а другая — как газотрубная.

Угол наклона парообразующих труб к горизонтالي имеет значения от нуля до 90° . В так называемых секционных паровых котлах с прямыми трубами угол наклона составляет $15 + 25^\circ$ (*горизонтальные котлы*). В паровых котлах, условно называемых *вертикальными*, применяют изогнутые трубы с углом наклона $10 + 90^\circ$. На основных участках трубы, где происходит парообразование, этот угол, как правило, больше 45° .

В зависимости от фазового состояния поступающего из котла теплоносителя (рабочего тела) котлы делятся на *паровые и водогрейные*.

По характеру движущих сил, определяющих движение воды и пароводяной смеси, котлы бывают с *естественной и принудительной циркуляциями*. Естественная циркуляция, т.е. движение воды по замкнутому контуру, происходит вследствие разности плотностей воды и пароводяной смеси и соответствующей компоновки поверхности нагрева. Принудительный ток воды в котле создается специальным насосом. Различают *прямоточные* котлы, в которых принудительный (искусственный) ток теплоносителя создается питательным насосом, и котлы с *многократной принудительной (искусственной) циркуляцией*, создаваемой отдельным циркуляционным насосом. Прямоточные котлы состоят из системы труб, в которых поступающая в котел вода сначала нагревается до температуры кипения, затем по мере движения испаряется; образовавшийся пар перегревается, и с другого конца труб выходит пар требующихся параметров. В котлах с многократной принудительной циркуляцией вода до полного превращения ее в пар неоднократно проходит по циркуляционному контуру (рис. 15.4).

По способу подачи воздуха различают котлы с *вентиляторным дутьем* (обычные), в которых воздух в топку подается вентилятором. При этом в топке создается давление, примерно равное атмосферному. В котлах с *компрессорным дутьем* (с наддувом) давление в топке значительно превышает атмосферное и создается газотурбокомпрессором, использующим энергию продуктов сгорания.

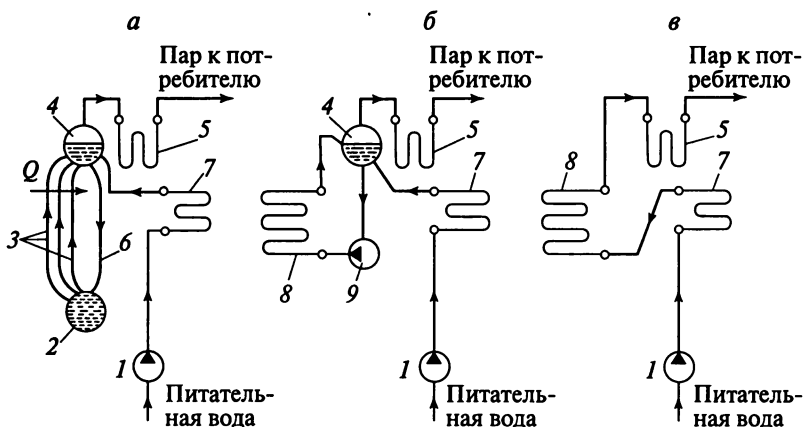


Рис. 15.4. Схемы движения воды, пароводяной смеси и пара в котельном агрегате:

а – котел с естественной циркуляцией; *б* – котел с многократной принудительной циркуляцией; *в* – прямоточный котел; 1 – питательный насос; 2 – водяной коллектор; 3 – обогреваемые подъемные трубы; 4 – пароводяной коллектор; 5 – пароперегреватель; 6 – опускные трубы; 7 – водяной экономайзер; 8 – испарительные поверхности нагрева; 9 – циркуляционный насос

По типу топлива котлы бывают *работающие на твердом, жидком и газообразном топливах*. В судовых установках котлы работают на жидком топливе. На некоторых газовозах в топках сжигается газ испаряющегося груза. В стационарных котлах применяются все указанные виды топлив. Кроме того, некоторые стационарные котлы могут работать как на газообразном, так и на жидком топливах (газодизельные котлы типа ГМ).

По величине давления пара котлы бывают *низкого* ($p < 1,5$ МПа), *нормального* ($p = 1,5 + 3$ МПа), *повышенного* ($p = 3 + 5$ МПа) и *высокого* ($p > 5$ МПа) давления. Приведенная классификация по давлению относится к котлам, применяющимся на водном транспорте. Эта классификация условная и может претерпевать изменения.

К основным характеристикам котла относятся *паропроизводительность* D – количество пара, вырабатываемое котлом в единицу времени, кг/с; *теплопроизводительность* или тепловая мощность котла Q , Вт; *рабочее давление* p – избыточное давление в пароводяном коллекторе (сепараторе), МПа; *температура перегретого пара* на выходе из пароперегревателя $t_{п.п}$, °С; температура нагретой воды (для водогрейных котлов) – температура воды на выходе из котла, t_b , °С; температура питательной воды на входе в экономайзер или пароводяной коллектор (сепаратор) $t_{п.в}$, °С; *расход топлива* B , кг/с; коэффициент полезного действия (КПД) η_k , представляющий собой отношение полезно используемой теплоты к теплоте, которая вводится в котел с теплоотдающим теплоносителем и

являющийся важнейшей экономической характеристикой котла, измеряется в долях единицы или процентах; площадь поверхности нагрева — это площадь поверхности, омываемая с одной стороны газами, а с другой — водой, паром или воздухом, H , м²; масса котла без воды (сухая масса) M_c и с водой $M_c + M_B$, кг.

К удельным характеристикам котлов относятся следующие: удельная паропроизводительность или удельный паросъем $u_p = D/H$, кг/(м²·с); удельная теплопроизводительность (для водогрейных котлов) $u_B = Q/H$, Вт/м²; относительная масса $m_c = M_c/D$ кг/(кг·с); относительное водосодержание $a = M_B/D$ кг/(кг·с) — отношение массы воды в котле к паропроизводительности, характеризует теплоаккумуляционные свойства и маневренность котла; испарительность топлива $u = D/B$.

Рассмотрим компоновочные схемы некоторых стационарных и судовых котлов.

Стационарные котлы устанавливаются в отопительно-производственных котельных промышленных предприятий и портов.

Вертикальные водотрубные котлы ДКВР (рис. 15.5) выпускались паропроизводительностью 2,5; 4,0; 6,5; 10,0; 20,0 т/ч и давлением 1,28; 2,26; 3,83 МПа; рассчитаны на печорский каменный и челябинский бурый угли. Котлы паропроизводительностью 2,5 т/ч выпускались без пароперегревателя, остальные — с пароперегревателем и без него. Котлы ДКВР — двухбарабанные вертикальные, водотрубные с естественной циркуляцией и экранированной топочной камерой. Коллекторы (барабаны) расположены по продольной оси котла. Длина и ширина котла зависят от его производительности. Для работы на твердом топливе котлы могут оборудоваться пневмомеханическими забрасывателями (ПМЗ).

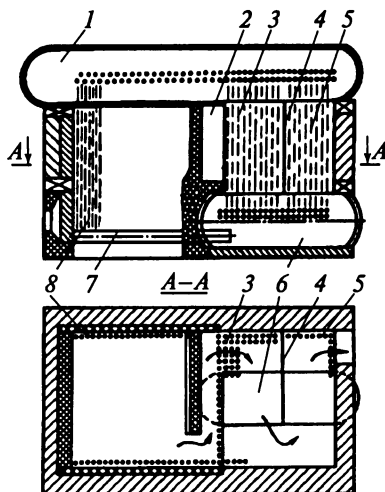


Рис. 15.5. Схема устройства котла ДКВР:

1, 6 — соответственно пароводяной и водяной коллекторы; 2 — камера догорания; 3, 5 — соответственно первый и второй конвективные пучки; 4 — перегородка; 7 — коллектор бокового экрана; 8 — боковой экран

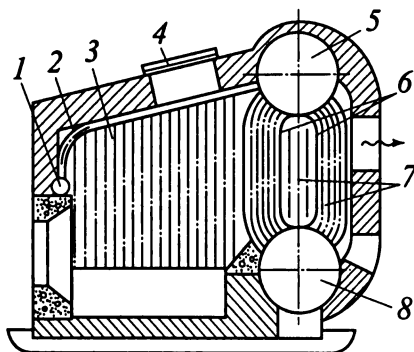


Рис. 15.6. Схема устройства котла Е-1/9-11:

1 – коллектор потолочного экрана; 2, 3 – соответственно потолочный и боковой экраны; 4 – взрывной клапан; 5 – пароводяной коллектор; 6 – перегородки; 7 – конвективные пучки; 8 – водяной коллектор

При сжигании газообразного топлива и мазута без какой-либо реконструкции паропроизводительность увеличивается на 40–50% при соблюдении следующих условий; докотловой обработки воды, поддержании температуры газов за конвективным пучком не выше 500 °С и предохранении от перегрева коллектора, обращенного в топку и камеру догорания (поверхность барабана покрывается слоем торкрета).

Вертикальные водотрубные котлы марки Е (рис. 15.6) имеют те же параметры, что и паровые котлы серии ДКВР, выпуск которых прекращен.

Котлы типа Е (КЕ) производительностью 2,5–10 т/ч изготавливают со слоевыми механическими топками. Котел состоит из двух коллекторов с внутренним диаметром 1000 мм, боковых экранов и конвективного пучка. Топочная камера разделена кирпичной стенкой на собственно топку и камеру догорания глубиной 360–745 мм. Конвективный пучок состоит из вертикальных труб, завальцованных в коллекторы. Котлы оборудованы стационарными обдувочными устройствами. Котлы производительностями 4; 6,5 и 10 т/ч имеют топки с пневмомеханическими забрасывателями с моноблочной ленточной решеткой обратного хода. Котел производительностью 2,5 т/ч оборудуется топкой с пневмомеханическими забрасывателями и решеткой с поворотными колосниками.

Котлы типа Е (ДЕ) газомазутные производительностями 4; 6,5; 10; 16 и 25 т/ч состоят из двух барабанов, конвективного пучка, фронтowego, боковых и заднего экранов, образующих топку. В котлах ДЕ топочная камера расположена сбоку от конвективного пучка. Концы трубок фронтowego и заднего экранов приваривают соответственно к верхним и нижним коллекторам.

Конвективный пучок состоит из вертикальных труб, завальцованных в коллекторы. От топки конвективный пучок отделен сплошным экраном, в задней части которого имеется окно для ввода газов в пучок. В котлах ДЕ-4, ДЕ-6,5 и ДЕ-10 конвективный пучок разделен тремя перегородками; в котлах ДЕ-16 и ДЕ-25 перегородок в пучке нет, необходимая скорость газов поддерживается в результате изменения ширины пучка.

В качестве хвостовых поверхностей нагрева в котлах ДЕ применяются стандартные чугунные экономайзеры из труб ВТИ. Котлы поставляются заводом в сборе без обмуровки и обшивки. Котлы типа Е-1/9-11 (см. рис. 15.6) разработаны на малую производительность 1 т/ч насыщенного пара при давлении 0,9 МПа и выпускаются для работы на твердом, жидком и газообразном топливах. Котел состоит из двух коллекторов, соединенных между собой трубками, образующими конвективную поверхность нагрева, которая разделена двумя перегородками, обеспечивающими поперечное смывание труб газовым потоком. Топка имеет боковые, верхние фронтальные экраны и расположена с боковой стороны барабанов. Топочный экран включен в циркуляционный контур котла четырьмя боковыми и одним фронтальным коллектором. Для сжигания твердого топлива котел оборудуют ручной колосниковой решеткой и опрокидными колосниками. При работе на жидком топливе котел Е-1/9-1М снабжают ротационной форсункой, предназначенной для сжигания мазута. Форсунка может быть приспособлена для сжигания печного бытового топлива. Диапазон регулирования форсунки 20–120%. КПД котла при работе на мазуте 80–81%. Если котел работает на газе, в нем предусматривают горелку типа Г-1,0. Коэффициент полезного действия составляет 82,5–84,6%.

На рис. 15.7 приведены схемы котлов с прямыми трубами.

Газотрубные котлы могут иметь как горизонтальное, так и вертикальное расположение труб. К ним относятся судовые газотрубные котлы с одной, двумя и тремя жаровыми трубами, ранее широко используемые на судах. В составе промышленных предприятий отрасли эта группа котлов составляет около 25%. В большинстве случаев эти котлы старые и подлежат замене. Котлы могут работать на твердом, жидком и газообразном топливах. Паропроизводительность котлов до 5 т/ч; давление – до 0,8 МПа.

К этой же группе котлов относятся котлы «Кивиыли» (рис. 15.8). Они состоят из цилиндрического корпуса, жаровой трубы, смещенной относительно оси котла, в которой сгорает топливо из двух газотрубных пучков. Из жаровой трубы продукты сгорания по боковому пучку возвращаются к передней газовой коробке, а затем по верхнему пучку в дымовую трубу. Котлы «Кивиыли» могут работать как паровые с избыточным давлением 0,07 МПа и как водогрейные с температурой воды до 115 °С и давлением 0,3 МПа на твердом и жидком топливах. На промышленных предприятиях могут использоваться также паровые горизонтальные газотрубные котлы типа КВА (рис. 15.9) небольшой производительности, широко используемые на речных судах. Котлы поставляются со вспомогательными механизмами и средствами автоматики и работают на дизельном топливе. Они оборудованы центробежными механическими форсунками. Конструктивно котлы КВА схожи с котлами «Кивиыли».

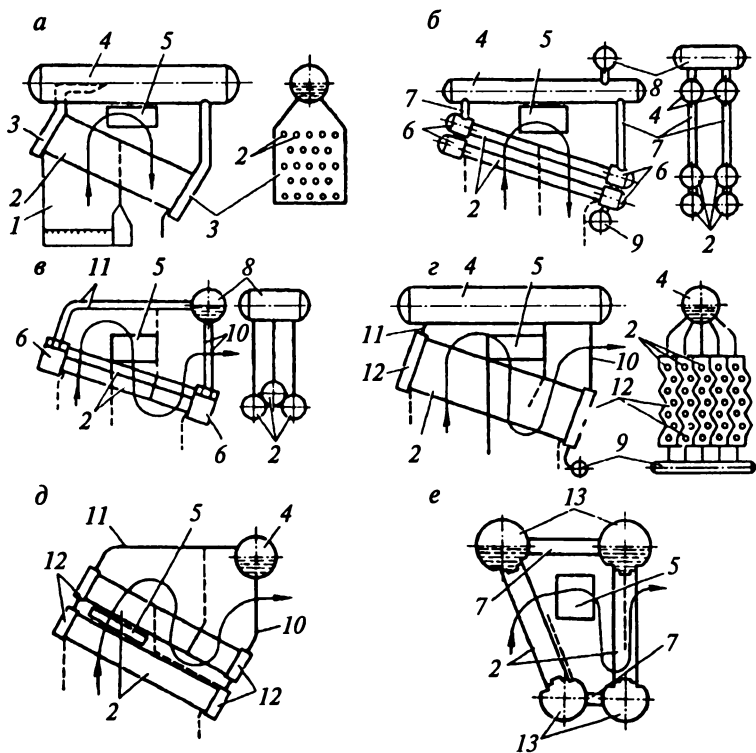


Рис. 15.7. Камерные и секционные водотрубные котлы с прямыми парообразующими трубами:

а – Штейн–Мюллера; *б* – Шухова; *в* – Шухова–Берлинга; *з* – с продольным барабаном; *д* – с поперечным коллектором; *е* – четырехбарабанный вертикальный водотрубный котел Гарбе; 1 – топка; 2 – пучок парообразующих труб; 3 – плоские камеры (в трубную решетку которых ввальцованы концы парообразующих труб, а с наружной стороны установлены против каждой трубы лючки); 4 – коллектор; 5 – пароперегреватель; 6 – цилиндрические камеры (имеющие с наружной стороны съемные крышки); 7 – соединительные патрубки; 8 – коллектор-паросборник; 9 – грязевик; 10, 11 – соответственно водоспускные и отводящие пароводяную смесь трубы малого диаметра; 12 – секционные штампованные коробки (парообразующие секции – состоят из 7–10 прямых труб, объединенных двумя коробками); 13 – коллекторы со ступенчатыми плитами

Они подпитываются умягченной водой, прошедшей натрий-катионитовый фильтр.

Судовые котлы имеют следующее устройство (рис. 15.10). Трехбарабанный однопроточный паровой котел марки КВГ-25, производительностью 24 т пара в час при давлении 4,25 МПа и температуре 470 °С. Кроме того, котел дает 1750 кг в час охлажденного пара при температуре 280 °С для вспомогательных механизмов. Котел имеет один пароводяной 3 и два водяных 5, 7 коллектора. Правая стенка топки покрыта двумя ря-

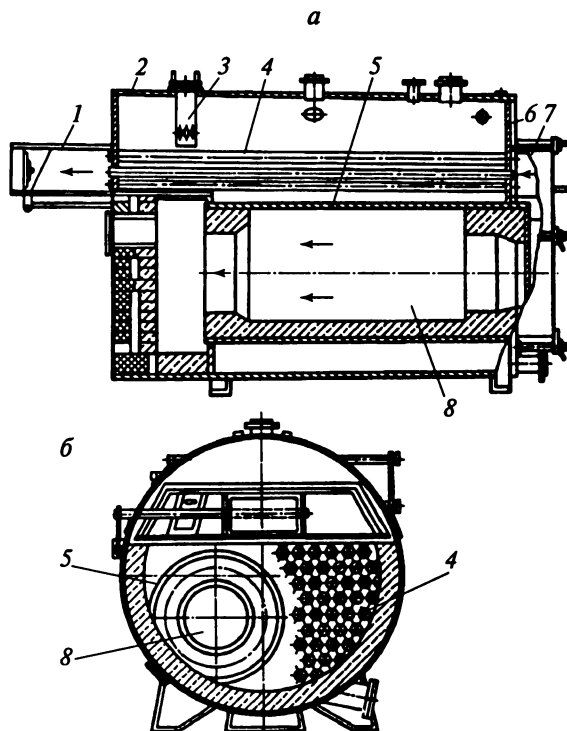


Рис. 15.8. Продольный (а) и поперечный (б) разрезы котла «Кивийи»:

1 – выпускной коллектор;
2 – корпус котла; 3, 5 – соответственно питательная и жаровая трубы; 4 – дымогарные трубы; 6 – передняя трубная решетка; 7 – дымовая коробка; 8 – топка

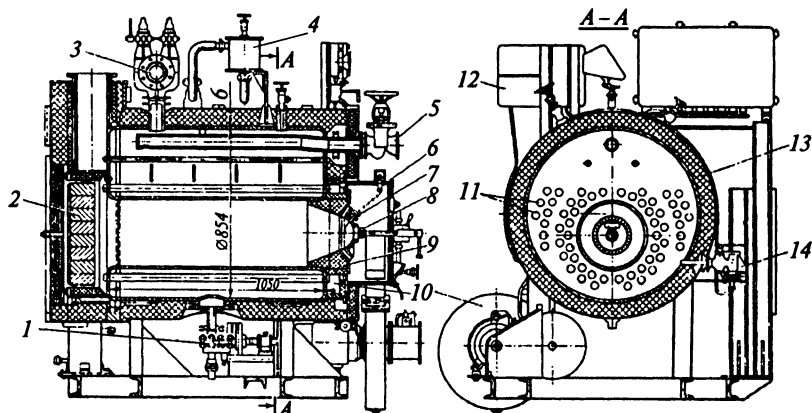


Рис. 15.9. Устройство котельного агрегата КВА-0,5/5:

1 – кран нижнего продувания; 2 – задняя камера; 3 – предохранительный клапан; 4 – конденсационный сосуд; 5 – главный паровой клапан (запорно-угловой); 6 – корпус воздушонаправляющего устройства; 7 – электроды зажигания; 8 – форсунка; 9 – фурма; 10 – вентилятор; 11 – дымогарные трубы; 12 – манометровый щит; 13 – изоляция и обшивка; 14 – питательный кран

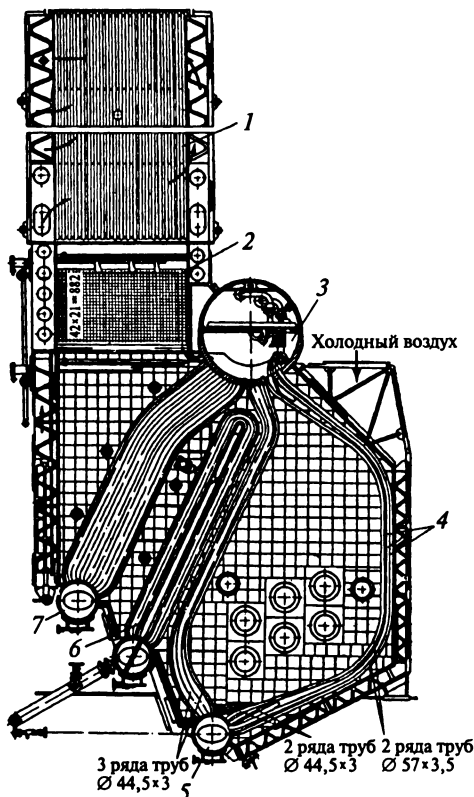


Рис. 15.10. Устройство котла KBG-25

дами труб 4, присоединенных к пароводяному 3 и переднему водяному 5 коллекторам. Такая поверхность называется топочным экраном, она воспринимает теплоту излучения.

К пароводяному коллектору присоединяются еще три ряда труб, образующих первый пучок. Между первым и вторым пучками труб располагается пароперегреватель 6. Далее, по ходу газов размещаются водяной экономайзер и подогреватель воздуха 1, в котором он подогревается до 167 °С. Котел работает на жидком топливе и имеет КПД $\eta_k = 0,93$.

На судах зарубежной постройки до сих пор устанавливают водотрубные вспомогательные горизонтальные паровые котлы (рис. 15.11). В свое время они широко использовались в качестве главных на паровых судах с поршневыми машинами. К пароводяному коллектору 3 трубами 4 присоединяются волнистые передние камеры 5, из которых выходят прямые парообразующие трубы 6, противоположными концами входящие в аналогичные задние камеры 1. Образующийся в трубах пар отводится в коллектор по перепускным трубам 2. Направление циркуляции показано стрелками. Парообразующие трубы располагаются под углом 15–25° к горизонтали.

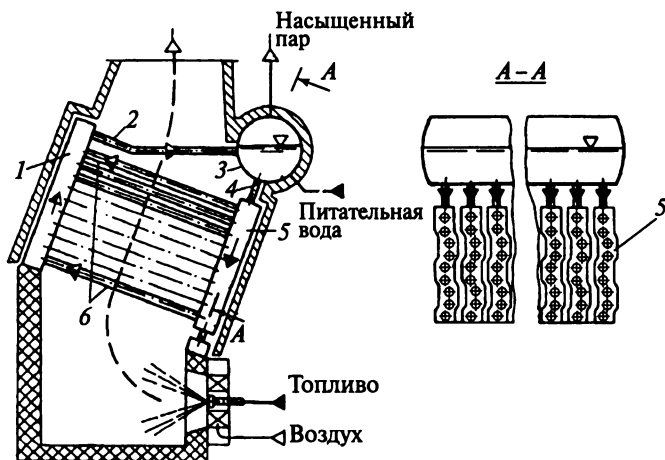


Рис. 15.11. Схема устройства водотрубного горизонтального парового котла с естественной циркуляцией

Таким образом, котел состоит из нескольких секций, каждая из которых имеет переднюю и заднюю камеры, соединяющие их парообразующие трубы и перепускную трубу. Рассматриваемый тип котлов называют также *секционным*.

По тепловой нагрузке парообразующей поверхности нагрева и массогабаритным показателям водотрубные горизонтальные паровые котлы уступают вертикальным, так как из-за малого наклона труб циркуляция воды менее интенсивна, а волнистые камеры с плоскими стенками громоздки и тяжелы.

Преимущества горизонтальных водотрубных котлов заключаются в том, что они собираются из одинаковых по конструкции секций и поэтому выгодны для крупносерийного производства. Применение прямых труб, которые легко чистить от накипи, а при необходимости и заменять, делает котлы данного типа удобными в эксплуатации и нетребовательными к качеству питательной воды.

На судах речного флота широко применяются водогрейные котлы типа КОАВ. На рис 15.12 показан водогрейный автоматизированный газотрубный котел КОАВ-68, предназначенный для обслуживания судовых замкнутых систем водяного отопления и санитарно-бытовых нужд. Теплопроизводительность котла 285 МДж/ч (68 000 ккал/ч). Рабочее давление 0,176 МПа. Наибольшая температура воды на выходе из котла 115 °С.

Корпус котла 7 состоит из двух полуцилиндров, соединенных плоскими боковыми перемышками. С торцов к ним приварены передняя 8 и задняя 4 трубные решетки. В трубных решетках закреплены с помощью сварки дымогарные трубки 9, 10, 14 и жаровая труба 11, футерованная

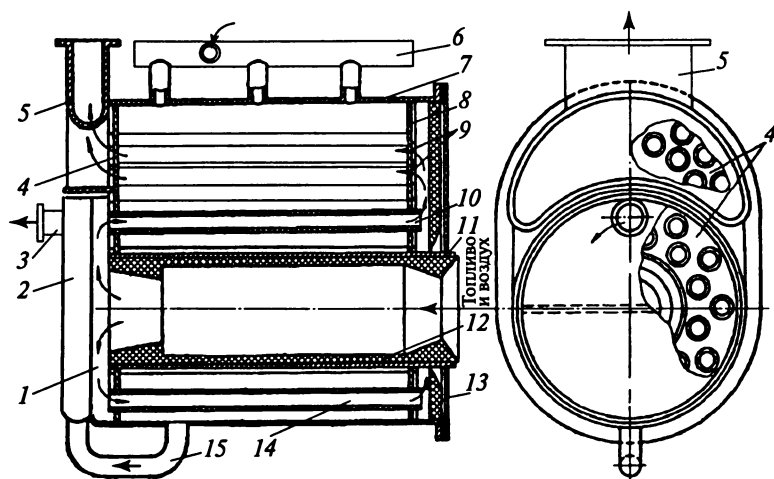


Рис. 15.12. Схема устройства газотрубного водогрейного котла КОАВ-68

карборундовыми кольцами 12. Спереди к фланцу корпуса крепится на болтах передняя неохлаждаемая крышка 13. Задняя крышка 2 охлаждается водой, выходящей из котла; она является дополнительной поверхностью нагрева. Благодаря специальному устройству крепления задняя крышка может открываться без нарушения гидравлической связи с котлом.

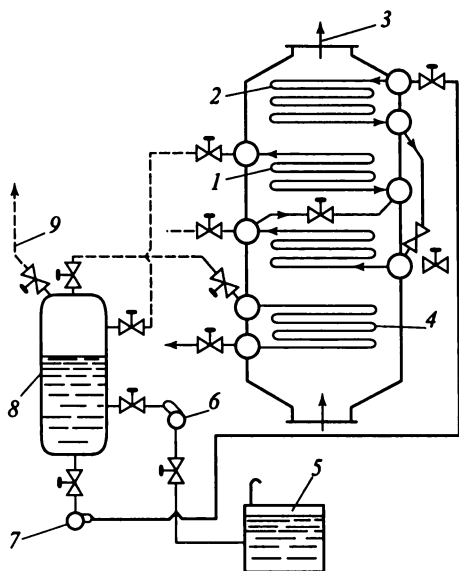
Вода, возвращающаяся от потребителей теплоты, подается в котел циркуляционным насосом через приемный коллектор 6. В котле она нагревается до $105\text{ }^{\circ}\text{C}$ и через перепускную трубу 15 направляется в нижнюю часть задней крышки, где нагревается еще на $10\text{ }^{\circ}\text{C}$, и при температуре $115\text{ }^{\circ}\text{C}$ поступает к потребителю через патрубок 3.

Топливо и воздух подаются в жаровую трубу так, как показано на рис. 15.12 стрелкой. Образующиеся при сгорании топлива газы по выходе с противоположного конца жаровой трубы попадают в заднюю газовую камеру 1, а затем в дымогарные трубки 10, 14, окружающие жаровую трубу, и движутся к передней части котла. Далее газы попадают в переднюю газовую камеру, образованную передней крышкой и передней трубной решеткой, затем в дымогарные трубки 9, расположенные в верхней части котла, и через патрубок 5 отводятся в дымовую трубу.

Таким образом, по принципу действия котел КОАВ-68 является газотрубным двухоборотным.

На рис. 15.13 показана схема утилизационного водотрубного котла с принудительной циркуляцией. Отработавшие газы дизеля попадают в котел снизу, а затем через патрубок 3 и выпускную трубу они выбрасываются в атмосферу.

Рис. 15.13. Схема утилизационного водотрубного котла с многократной принудительной циркуляцией



Поверхность нагрева котла состоит из змеевиков, расположенных в корпусе прямоугольной формы (в плане). Вода из сепаратора 8, с помощью циркуляционного насоса 7 направляется в экономайзерный участок 2 котла 1, где подогревается. Затем вода поступает в испарительную часть поверхности нагрева котла. Образовавшаяся пароводяная смесь направляется в сепаратор. Насыщенный пар из сепаратора подается в пароперегреватель 4, откуда – к потребителям. Вода из сепаратора вновь направляется в котел.

По трубе 9 насыщенный пар из сепаратора подается на бытовые нужды. Питательная вода подается насосом 6 из теплого ящика 5, куда возвращается конденсат отработавшего пара. Для восполнения потерь конденсата в теплый ящик одновременно подается добавочная вода.

Более подробно с конструкциями стационарных и судовых котлов можно ознакомиться в специальной литературе.

Тепловой (энергетический) баланс котла. Общие принципы составления энергетического баланса изложены в подразд. 6.5.

Тепловой баланс работающего котла составляется на основе результатов тепловых испытаний с целью проанализировать эффективность работы котла и определить его КПД. При тепловом расчете проектируемого котла тепловой баланс составляется на 1 кг твердого (жидкого) топлива или на 1 м³ газообразного (при 273 К и 0,1013 МПа) при установившемся тепловом режиме работы котла. При этих условиях уравнение теплового баланса, кДж/кг, имеет вид:

$$Q_p^p = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6. \quad (15.2)$$

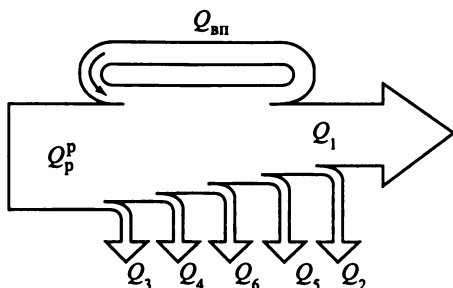


Рис. 15.14. Схема для расчета теплового баланса котла

где Q_p^p — располагаемая (внесенная в топку) теплота; Q_1 — полезно используемая теплота, расходуемая на подогрев воды до температуры кипения, парообразование и перегрев пара; Q_2 — потери теплоты с уходящими газами; Q_3, Q_4 — потери теплоты соответственно от химической и механической неполноты сгорания топлива; Q_5 — потери теплоты от наружного охлаждения; Q_6 — потери теплоты с физической теплотой шлаков.

На рис. 15.14 приведена схема для расчета теплового баланса котла при наличии газового воздухоподогревателя. Теплота $Q_{вп}$ дымовых газов, отдаваемая воздуху в воздухоподогревателе и вносимая обратно в топку с нагретым воздухом, показана в виде замкнутого потока, вследствие чего она в тепловом балансе не учитывается.

Располагаемая теплота для твердого или жидкого топлива, кДж/кг,

$$Q_p^p = Q_H^p + Q_b + i_{тл} + Q_{\phi}, \quad (15.3)$$

для газообразного топлива, кДж/м³,

$$Q_p^p = Q_c^p + Q_b + i_{тл}, \quad (15.4)$$

где Q_H^p и Q_c^p — низшая теплота сгорания соответственно рабочей массы твердого или жидкого топлива и сухой массы газообразного топлива; Q_b — теплота, вносимая с поступившим в котел воздухом, при подогреве его вне агрегата посторонним источником энергии (отбором пара турбины и т.д.). В случае отсутствия такого подогрева вместо Q_b подставляется значение теплоты, внесенной атмосферным воздухом, $I_{х.в}$; $i_{тл}$ — физическая теплота топлива; Q_{ϕ} — теплота, внесенная в котел распыливающим (форсуночным) паром при применении паромеханических или паровых форсунок для распыливания жидкого топлива.

В большинстве случаев физическая теплота слишком мала, поэтому располагаемая теплота определяется только теплотой сгорания топлива так, что $Q_p^p \equiv Q_H^p$ ($Q_p^p \equiv Q_c^p$).

Полезно используемая теплота

$$Q_1 = \frac{D_{п.п}(i_{п.п} - i_{п.в}) + D_{н.п}(i_{н.п} - i_{п.в}) + D_{пр}(i_{пр} - i_{п.в})}{B}, \quad (15.5)$$

где $D_{п.п}$ — расход перегретого пара, вырабатываемого котлом, кг/с; $D_{н.п}$ — расход насыщенного пара, отданного потребителям помимо пароперегревателя, кг/с; $D_{пр}$ — расход продувочной воды, кг/с; $i_{п.п}$, $i_{н.п}$, $i_{пр}$, $i_{п.в}$ — энтальпии соответственно перегретого, насыщенного пара, продувочной (котловой) и питательной воды, кДж/кг; B — расход топлива, кг/с.

Потери теплоты с уходящими газами

$$Q_2 = I_{yx} - I_{x.в}, \quad (15.6)$$

где I_{yx} и $I_{x.в}$ — энтальпии соответственно уходящих газов и холодного воздуха.

Потери теплоты с уходящими газами зависят от избытка воздуха в топке и температуры газов. В современных мощных стационарных котлоагрегатах и главных судовых котлах они составляют 6–7% и ниже. Температура уходящих газов при этом достигает 125 ... 130 °С. Во вспомогательных судовых котлах, не имеющих развитых хвостовых поверхностей, температура уходящих газов находится в пределах 300 ... 450 °С, а потери теплоты с уходящими газами составляют 12–23%.

Потери теплоты от химической неполноты сгорания топлива (химического недожога) Q_3 возникают при неполном окислении горючих элементов топлива, когда в продуктах сгорания присутствуют горючие газы — продукты неполного окисления горючих компонентов топлива или его разложения (CO , H_2 , CH_4 и др.), наличие которых определяется на основе химического анализа дымовых газов. Химический недожог топлива означает, что реакция окисления горючих компонентов топлива имела место, однако она не завершена — в составе продуктов сгорания присутствуют вещества, способные к дальнейшему окислению с выделением теплоты.

Причинами, вызывающими химическую неполноту сгорания топлива, являются: недостаточное количество воздуха, подаваемого в топку; плохое смесеобразование; низкая температура в топке, приводящая к снижению скорости выгорания топлива; малый размер топочной камеры, обуславливающий недостаток времени для завершения процесса горения. Значения Q_3 для слоевых механических топков находятся в пределах — 0,5–3%, камерных топков — 0,5–1,5%.

Потери теплоты от механической неполноты сгорания (механический недожог) Q_4 обуславливаются недожогом твердого топлива в топочной камере, удалением части топлива вместе со шлаком (в результате его запекания — при сжигании крупных кусков угля), провалом его в шлаковый бункер в слоевых топках (мелкие куски угля), а также уносом, т.е. горючие компоненты топлива не вступают в химическую реакцию окисления.

Потери с уносом вызываются тем, что мелкие кусочки топлива (угольная пыль) увлекаются потоком воздуха и продуктов сгорания и

уносятся в не полностью сгоревшем виде в газоходы котла. Эти потери зависят от свойств топлива, его фракционного состава, конструкции колосниковой решетки при слоевом сжигании, тонкости помола в пылеугольных топках, температурного уровня в топке, ее аэродинамики и других факторов. При сжигании твердого топлива потери Q_4 являются вторыми основными потерями теплоты, для промышленных котлов они могут достигать 10–12% и более. При слоевом сжигании основными составляющими Q_4 являются потери с провалом и со шлаком, а при камерном сжигании – с уносом. При теплотехнических расчетах котлов, работающих на жидком или газообразном топливе, эту составляющую теплового баланса не учитывают.

Потери теплоты от наружного охлаждения Q_5 зависят от размеров и температуры наружной поверхности котла и температуры окружающего воздуха. Потери Q_5 зависят от производительности котла и составляют от 0,1–0,5% в современных главных судовых котлах до 4–6% во вспомогательных котлах, при эксплуатации их определяют на основе теории теплообмена по данным измерения температуры наружных стен котла и окружающего воздуха.

Потери с физической теплотой шлаков зависят от количества удаляемых из котла шлаков, их теплоемкости и температуры. В большинстве случаев они незначительны, но при жидком шлакоудалении они увеличиваются до 1–5%. В котлах, работающих на жидком или газообразном топливе, $Q_6 = 0$.

Отношение полезно использованной в котле теплоты к располагаемой представляет КПД котла

$$\eta_k = \frac{Q_1}{BQ_p^p} \quad (15.7)$$

или в относительных величинах

$$\eta_k = 1 - q_2 - q_3 - q_4 - q_5 - q_6, \quad (15.8)$$

где $q_i = Q_i/Q_p^p$.

По (15.7) рассчитывается КПД парогенератора по прямому балансу (по паровой стороне). Из (15.8) определяется КПД по обратному балансу (по газовой стороне).

По (15.7) и (15.8) рассчитывается КПД котельной установки брутто. При учете расходов котла на собственные нужды (привод насосов, вентиляторов, дымососов и т.п.), составляющих около 4%, определяется КПД нетто.

15.3. Промышленные печи

Общая схема устройства печи. Источником тепла в топливных (пламенных) печах является органическое топливо — газ, мазут, уголь и т.д. В кузнечно-прессовом производстве широкое распространение получили пламенные печи, работающие на газе или жидком топливе (рис. 15.15).

В топку 1, которая может быть различной конструкции в зависимости от вида топлива и способа его сжигания, подается топливо, вентилятором 4 в нее нагнетается первичный и вторичный воздух. Из топки продукты сгорания, имеющие высокую температуру, поступают в рабочее пространство 2 печи, где и осуществляется заданный технологический процесс (нагрев изделий, плавка шихты и др.). В нагревательных печах материал или изделие лежит на плоском поду. Устройство рабочего пространства должно обеспечивать передачу теплоты от газов к нагреваемому материалу в необходимом количестве. Рабочее пространство может иметь вид камеры (камерные печи), шахты (шахтные печи), тоннеля (тоннельные печи), вращающегося барабана (барабанные печи) и т.д.

Передача теплоты от газов к материалу обеспечивается как путем непосредственного излучения продуктов сгорания и конвективного теплообмена, так и за счет излучения нагретой газами внутренней огнеупорной кладки, которая является косвенной поверхностью нагрева. Сохранению высокой температуры дымовых газов в рабочем пространстве печи способствует его ограждение из огнеупорных теплоизоляционных материалов достаточной толщины.

Так как температура газов на выходе нерабочего пространства печи высока, за ним располагается регенеративное устройство 3, выполнен-

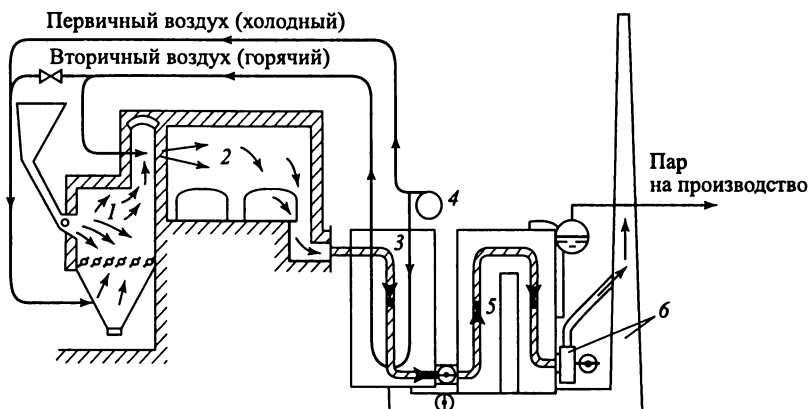


Рис. 15.15. Схема устройства пламенной печи

ное в виде рекуперативных или регенеративных теплообменников, с помощью которого часть теплоты уходящих газов, передаваемой воздуху (и газу, если печь работает на газообразном топливе), снова возвращается в печь. Это повышает экономичность работы печи. Кроме того, при сжигании низкокалорийных и сильновлажных топлив без регенеративного подогрева воздуха часто невозможно получить необходимую температуру в рабочем пространстве печи. Иногда часть теплоты уходящих газов, не дошедших еще до регенеративного устройства, используется для предварительного подогрева заготовок или другой тепловой обработки деталей (нормализации и т.п.). Если температура уходящих газов после регенеративного устройства достаточно высока, то за ним устанавливают котлы-утилизаторы 5 для получения пара или горячей воды, расходуемых на технологические или сантехнические нужды производства.

Дымосос 6 и дымовая труба осуществляют отвод в атмосферу дымовых газов и газообразных продуктов, образующихся при обработке материалов в печи. При этом присос воздуха в рабочее пространство печи недопустим, так как это резко снизило бы в нем температуру, вызвало бы окисление (за счет избыточного кислорода в газах) нагреваемого металла и повышение потерь теплоты с уходящими газами. Так как рабочее пространство печи нельзя полностью изолировать от атмосферы из-за периодически открывающихся рабочих окон для загрузки и выгрузки нагреваемых изделий, возникает необходимость поддерживать в нем избыточное давление.

Движение газов в рабочем пространстве происходит за счет избыточного давления (порядка 10–20 Па), а за его пределами – за счет разрежения, создаваемого тяговыми устройствами (дымовая труба, дымосос).

Классификация промышленных печей. Промышленные печи классифицируют следующим образом:

- по роду производства и технологическому назначению – металлургические (доменные, сталеплавильные, нагревательные прокатные, термические) и печи машиностроительных заводов (литейные вагранки, нагревательные, кузнечные, термические, цементнообжигательные печи и др.);

- по форме рабочего пространства – камерные, многокамерные, кольцевые, карусельные, тоннельные, шахтные, вращающиеся барабанные и др.;

- по режимно-организационным признакам – непрерывного или периодического действия;

- по степени механизации – механизированные и немеханизированные;

- по способу теплообмена – высокотемпературные с радиационным теплообменом, низкотемпературные с конвективным теплообменом; по способу регенерации тепла – регенеративные и рекуперативные;

по способу нагрева — с прямым нагревом (дымовые газы соприкасаются с изделием) и косвенным нагревом (дымовые газы отделены от изделий стенками);

по способу загрузки — с периодической или непрерывной загрузкой.

Печи с непрерывной загрузкой обеспечивают определенный режим производства, более высокую производительность и лучшее использование топлива. При мелкосерийном и единичном производствах (крупные поковки) применяют камерные печи с периодической загрузкой. В крупносерийном и массовом производствах, когда за определенным агрегатом (молотом, прессом, ковочной машиной) закреплено небольшое количество однотипных заготовок, широко используют автоматизированные печи с непрерывной загрузкой.

При обработке в печах крупногабаритных деталей целесообразно использование двухкамерных печей. В этом случае при обычных условиях вторая камера используется для нормализации деталей или предварительного подогрева заготовок. При нагреве деталей завышенных размеров включается горелочное устройство второй камеры.

Камерные печи работают на газообразном или жидком топливе. Одним из основных элементов этих печей являются горелки. Существующие газовые горелки подразделяются на двухпроводные с принудительной подачей газа и воздуха и инжекционные однопроводные, в которых один из компонентов (обычно воздух) подсасывается другим (обычно газом), выходящим под давлением.

Инжекционные горелки работают с полным внутренним смешением газа и воздуха и поэтому обеспечивают сгорание топлива с наименьшим коэффициентом избытка воздуха.

Рекуперационный подогрев воздуха, являющийся обязательным для всех новых и реконструированных печей, обуславливает применение (при невозможности обеспечения постоянства давления газа на уровне 0,02–0,03 МПа и невозможности регулирования тягового режима) газовых двухпроводных горелок. Эти горелки рекомендуются к установке также на вновь строящихся печах, которые периодически будут работать на газе или жидком топливе, что в настоящее время необходимо предусматривать для обеспечения их бесперебойной работы.

В низкотемпературных печах для снижения температуры в рабочем пространстве жидкое топливо и газ сжигаются с большим коэффициентом избытка воздуха (1,3–1,6). Это приводит к снижению КПД печи в связи с увеличением потерь теплоты с уходящими газами.

Необходимого снижения температуры в рабочем пространстве печи наиболее целесообразно добиваться за счет внешней рециркуляции газов, при которой часть дымовых газов возвращается в топку или рабочее пространство печи при помощи вентилятора или за счет разрежения, создаваемого горелками (рис. 15.16).

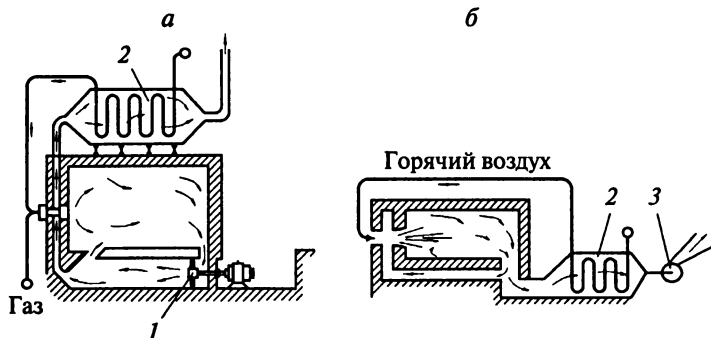


Рис. 15.16. Схемы внешней рециркуляции газов:

а — при помощи осевого вентилятора; *б* — при помощи инжекционной горелки; *1* — осевой вентилятор; *2* — рекуператор; *3* — дымосос

Для печей со средней температурой в топочной камере 950, 850 и 750 °С экономия топлива за счет применения рециркуляции дымовых газов составляет соответственно 30, 35 и 40%.

В муфельных печах, используемых для термообработки стальных деталей (отжиг, закалка, отпуск, нормализация, цементация), обрабатываемые изделия изолируют от дымовых газов с помощью муфеля. Непосредственный контакт греющих дымовых газов со стальными деталями недопустим, так как приводит к окислению или обезуглероживанию стали. Изделия проходят через муфель 2 (рис. 15.17), заполненный защитным газом 1, который не вступает с ними в химическое взаимодействие. Передача теплоты происходит через стенки муфеля.

На судоремонтно-судостроительных заводах в литейных цехах преимущественно распространены вагранки. При плавке в вагранках используется преимущественно твердое топливо (кокс, термоантрацит). В последние годы конструкции вагранок заметно усовершенствованы. Так, применяются подогрев дутья, кислородное дутье, водяное охлаждение, розжиг вагранки природным газом. Известны вагранки, работающие на газообразном топливе, а также на смешанном — газообразном и твердом.

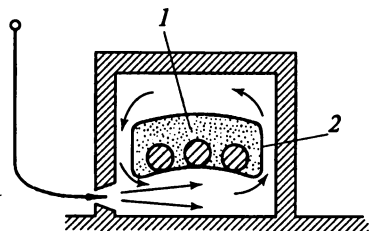


Рис. 15.17. Схема косвенного нагрева в муфельной печи

Ваграночное твердое топливо должно обладать высокой прочностью при нормальной и высокой температурах, большой плотностью, характеризующейся пористостью, низким содержанием золы и серы. Для повышения температуры перегрева чугуна можно применять смесь кокса с термоантрацитом, представляющим термически обработанный (без доступа воздуха) антрацит. Термоантрацит, получаемый в специальных печах, обладает термостойкостью, повышенной пористостью, невысоким содержанием серы.

Подогрев дутья в вагранках за счет физической и химической теплоты колошниковых газов можно вести в самой вагранке или в отдельно вынесенной установке, а также путем сжигания топлива в отдельно обогреваемом воздухоподогревателе вне вагранки. Каждый из этих способов имеет свои преимущества и недостатки. Наиболее экономичен первый способ, не требующий специальных затрат и обеспечивающий экономию топлива. Недостатком этого способа является относительно невысокая температура подогрева воздуха (250 ... 300 °С).

В последнее время начали применяться вагранки с водяным охлаждением, что позволило повысить их производительность. Производительность вагранок в зависимости от диаметра футеровки в плавильном поясе следующая:

Диаметр футеровки, мм	400	450	500	550	600	650	700
Производительность							
вагранок, т/ч	0,5	0,75	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0

В составе технологического оборудования судоремонтных предприятий имеются лесосушильные камеры. Поскольку сушке подвергаются различные пиломатериалы, производительность лесосушильных камер в объеме высушиваемой древесины значительно колеблется. Для учета и планирования работы камер установлена учетная и плановая единица — кубический метр условного материала. Условному материалу эквивалентны основные обрезные доски толщиной 40 мм, шириной 150 мм, высушиваемые по 11-й категории качества от начальной влажности 60% до конечной 12%.

При сушке песка, используемого в пескоструйных аппаратах для очистки корпусов судов, применяются печи барабанного типа.

Тепловой баланс печи и определение расхода топлива. Тепловым балансом печи называется сопоставление прихода в печь теплоты с ее расходом.

Печи непрерывного действия (например, методические, кольцевые, секционные) характеризуются постоянным во времени температурным режимом. Для таких печей баланс тепла составляется применительно к единице времени. Печи периодического действия характеризуются переменным во времени температурным режимом. Баланс тепла для них составляется применительно к одному рабочему циклу (нагрев металла, обжиг, плавка и т.д.).

Удобнее всего оценивать тепловую экономичность печи с помощью теплового баланса, отнесенного к единице массы (1 т или 1 кг) нагреваемого материала, шихты.

Для нагревательных топливных печей тепловой баланс, который может быть отнесен к единице времени, одному рабочему циклу печи или единице массы продукции, определяется уравнениями

$$\Sigma Q_{\text{прих}} = \Sigma Q_{\text{расх}}; \quad (15.9)$$

$$Q_x + Q_T + Q_B + Q_{\text{экз}} + Q_{\text{прис}} = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_{\text{скл}} + Q_{\text{бв.г}} + Q_{\text{изл}} + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{ст}} + Q_{\text{ок}} + Q_{\text{акк}}, \quad (15.10)$$

где (применительно к тепловому балансу за единицу времени) Q_x — теплота, выделяющаяся при сгорании топлива; Q_T — физическая теплота топлива; Q_B — теплота, вносимая извне с воздухом, поступающим для горения; $Q_{\text{экз}}$ — теплота, выделяющаяся в результате экзотермических технологических реакций, протекающих при тепловой обработке материала (например, окислении металла); $Q_{\text{прис}}$ — теплота, вносимая воздухом, поступающим в газоходы печи в результате присосов из окружающей среды; Q_1 — теплота, затраченная на нагрев металла (полезная теплота); Q_2 — потери теплоты с уходящими газами; Q_3, Q_4 — потери теплоты соответственно из-за химической и механической неполноты сгорания топлива; $Q_{\text{скл}}$ — потери теплоты в результате теплопроводности кладки; $Q_{\text{бв.г}}$ — потери теплоты с дымовыми газами, выбивающимися из печи в атмосферу через неплотности кладки; $Q_{\text{изл}}$ — потери теплоты в результате излучения через открытые окна и щели; $Q_{\text{охл}}$ — потери теплоты с водой, охлаждающей отдельные элементы печи; $Q_{\text{ст}}$ — потери теплоты из-за нагрева транспортных устройств и тары, используемых для подачи изделий в печь; $Q_{\text{ок}}$ — потери теплоты с окалиной; $Q_{\text{акк}}$ — потери теплоты в результате аккумуляции ее кладкой (в печах периодического действия).

Работа воздухоподогревателя на общем уравнении теплового баланса не отражается, поскольку поступающий в камеру горения воздух подогревается в воздухоподогревателе за счет теплоты продуктов сгорания, образующихся в самой печи, тогда как уравнение баланса учитывает только приход и расход теплоты, поступающей в печь извне.

Отдельные составляющие теплового баланса, МВт, отнесенного к единице времени, определяются следующим образом.

Приход теплоты рассчитывают так. Теплота, выделяющаяся при сгорании топлива,

$$Q_x = BQ_H^p, \quad (15.11)$$

где B — расход топлива, кг/с ($\text{м}^3/\text{с}$); Q_H^p — низшая теплота сгорания рабочей массы топлива, МДж/кг ($\text{МДж}/\text{м}^3$).

Теплота, вносимая с топливом (физическая теплота топлива),

$$Q_T = c_T t_T B, \quad (15.12)$$

где c_T – средняя теплоемкость топлива, МДж/(кг·К) [МДж/(м³·К)]; t_T – температура топлива, °С.

Так как в приходную часть теплового баланса включается только теплота, поступившая извне, под Q_B понимается теплота необходимого для горения топлива холодного воздуха, поступающего в воздухоподогреватель (если он есть) или непосредственно в горелку или камеру сгорания:

$$Q_B = \alpha_T V_B^0 c_{x.B} t_{x.B} B = \alpha_T I_{x.B}^0 B, \quad (15.13)$$

где α_T – коэффициент избытка воздуха в топке (камере сгорания); V_B^0 – теоретически необходимое количество воздуха ($\alpha_T = 1$) для полного сгорания 1 кг (1 м³) топлива, м³/кг (м³/м³); $c_{x.B}$ – средняя объемная изобарная теплоемкость воздуха при температуре холодного воздуха $t_{x.B}$, МДж/(м³·К); $t_{x.B}$ – температура холодного воздуха, поступающего в воздухоподогреватель или горелку, °С; $I_{x.B}^0$ – энтальпия теоретического объема холодного воздуха, отнесенного к единице топлива, МДж/м³.

При нагреве стальных (чугунных) заготовок, поковок в процессе заковки, отжига происходит их окисление с выделением теплоты в среднем количестве 5,65 МДж на 1 кг окисленного металла. Поэтому

$$Q_{\text{экз}} = \frac{5,65G\delta}{100}, \quad (15.14)$$

где G – производительность печи, кг/с; δ – угар металла, %.

Величина угара в высокотемпературных печах (кузнечных, прокатных) колеблется в пределах 1–3%.

Теплота, поступающая в газоходы печи в результате присоса воздуха,

$$Q_{\text{прис}} = (\sum \alpha_T) V_B^0 c_{x.B} t_{x.B} B, \quad (15.15)$$

где $\sum \alpha_T$ – увеличение коэффициента избытка воздуха в уходящих газах за счет присоса; $\sum \alpha_T = \alpha_{yx} - \alpha_T$; α_{yx} – коэффициент избытка воздуха в уходящих газах; $V_B^0 c_{x.B} t_{x.B} = I_{x.B}^0$ – энтальпия теоретического объема холодного воздуха, присасываемого в газоходы печи, отнесенного к единице топлива МДж/м³.

Расход теплоты на нагрев металла

$$Q_1 = \frac{100 - \delta}{100} G(i_k - i_0), \quad (15.16)$$

где i_k и i_0 – энтальпии металла соответственно в конце и начале нагрева, определяемые по его средней массе и температурам t_0 и t_k , МДж/кг.

Потери теплоты с уходящими газами

$$Q_2 = BI_{yx} = BV_{yx}c_{yx}t_{yx}, \quad (15.17)$$

где V_{yx} — объем продуктов сгорания, образующихся при сгорании единицы объема (массы) топлива, $\text{м}^3/\text{м}^3$ ($\text{м}^3/\text{кг}$); I_{yx} — энтальпия уходящих газов, имеющих температуру t_{yx} , °С, $\text{МДж}/\text{м}^3$; c_{yx} — средняя объемная изобарная теплоемкость уходящих газов, $\text{МДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$.

Потери Q_3 и Q_4 определяют таким же образом, как в котельных установках (см. подразд. 15.2), относя их к расходу топлива B .

Потери теплоты в результате теплопроводности кладки после разогрева печи и при установившемся режиме ее работы

$$Q_{5\text{кл}} = \frac{t_{\text{кл}} - t_{\text{в}}}{\sum \frac{S}{\lambda} + \frac{1}{\alpha''}} F_{\text{кл}} 10^{-6}, \quad (15.18)$$

где $t_{\text{кл}}$ — средняя температура внутренней поверхности кладки, определяемая по известному температурному режиму печи, °С; $\sum \frac{S}{\lambda}$ —

сумма термических сопротивлений слоев кладки, $(\text{м}^2 \cdot \text{К})/\text{Вт}$; S — толщина соответствующего слоя, м; λ — коэффициент теплопроводности слоя, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; α'' — коэффициент теплоотдачи от наружной поверхности кладки в окружающую среду, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ (может быть принят равным 20); $F_{\text{кл}}$ — наружная поверхность кладки, м^2 .

Потери теплоты в результате излучения через открытые окна и щели

$$Q_{5\text{изл}} = c\varphi f \left[\left(\frac{T_{\text{к}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{273}{100} \right)^4 \right] \psi 10^{-6}, \quad (15.19)$$

где c — коэффициент излучения внутренней поверхности рабочей камеры; $c = 5,22 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$; φ — коэффициент диафрагмирования, определяемый в зависимости от толщины кладки и размеров окна или щели (рис. 15.18); обычно $\varphi \approx 0,65$; f — суммарная площадь окон и щелей, м^2 ; $T_{\text{к}}$ — температура в камере печи, К; ψ — доля времени в период работы печи, в течение которого окно открыто; $\psi \approx 0,2 + 0,3$.

Потери теплоты с охлаждающей водой (имеют наибольшее значение в методических печах с развитой системой водяного охлаждения)

$$Q_{5\text{охл}} = kF\Delta t 10^{-6}, \quad (15.20)$$

где k — коэффициент теплопередачи от дымовых газов к воде, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$; F — площадь поверхности охлаждаемых элементов печи, м^2 ; Δt — температурный напор между газами и водой, К.

Некоторые печи непрерывного действия имеют перемещающиеся части (конвейеры, вагонетки и т.д.). Потери на нагрев этих частей

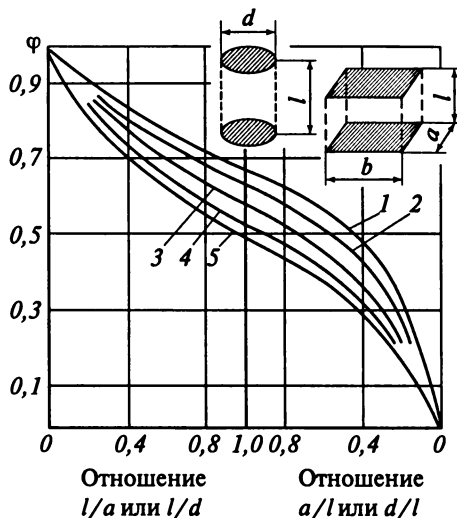


Рис. 15.18. Коэффициент диафрагмирования:

1 – длинные полосы ($a/b = 0$); 2 – прямоугольники ($a/b = 0,2$); 3 – прямоугольники ($a/b = 0,5$); 4 – квадраты ($a/b = 1$); 5 – круги

$$Q_{5T} = G_T(i_2 - i_1), \quad (15.21)$$

где G_T – масса проходящих через печь в единицу времени перемещающихся частей или тары, кг/с; i_2, i_1 – энтальпии перемещающихся частей соответственно в конце и начале печи, МДж/кг.

Потери теплоты с окалиной

$$Q_{ок} = 0,018 G_{ок}(t_{ок} - t_0)m, \quad (15.22)$$

где $c_{ок}$ – теплоемкость окалины; $c_{ок} = 1 \cdot 10^{-3}$ МДж/(кг·К); m – количество окалины Fe_3O_4 , образующейся при окислении 1 кг Fe, кг; $t_{ок}$ – температура окалины, которую можно принимать равной максимальной температуре поверхности металла, °С; t_0 – начальная температура нагреваемого металла, °С.

Для нормальных условий работы обслуживающего персонала конструкция печи должна быть газоплотной. Поэтому Q_{5T} должно быть равно нулю.

Остальные потери относят к неучтенным, в том числе и потери $Q_{закк}$.

Тогда теплота, рассеянная в окружающую среду печью и затраченная на нагрев кладки в печах периодического действия с 10%-ным запасом,

$$\Sigma Q_5 = 1,1(Q_{5кл} + Q_{5в.г} + Q_{5изл} + Q_{5охл} + Q_{5T} + Q_{5закк}). \quad (15.23)$$

При необходимости потери теплоты в результате аккумуляции ее кладкой в печах периодического действия

$$Q_{5закк} = \frac{V_{кл} \rho_{кл} c_{кл} \Delta t_{кл}}{\tau} 10^{-6}, \quad (15.24)$$

где $V_{\text{кл}}$ — объем кладки, м^3 ; $\rho_{\text{кл}}$ — плотность материала кладки, $\text{кг}/\text{м}^3$; $c_{\text{кл}}$ — теплоемкость материала кладки, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$; $\Delta t_{\text{кл}}$ — разность средних температур кладки в конце и начале периода работы печи, К ; τ — длительность периода работы печи, ч .

Подставляя в (15.10) выражения для отдельных составляющих, можно вычислить расход топлива B .

Уравнение (15.10) можно представить в следующем виде:

$$Q_{\text{х}} + Q_{\text{т}} + Q_{\text{в}} = (Q_1 + Q_{\text{ок}} - Q_{\text{экз}}) + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_{\text{скл}} + Q_{\text{св.г}} + Q_{\text{сизл}} + Q_{\text{сохл}} + Q_{\text{ст}} + Q_{\text{сакк}} - Q_{\text{прис.}} \quad (15.25)$$

Обозначим теплоту, рассеиваемую в окружающую среду, при стационарном режиме печи через

$$Q_{\text{о.с}} = Q_{\text{скл}} + Q_{\text{сизл}} + Q_{\text{сохл}} + Q_{\text{ст}}, \quad (15.26)$$

а полезную теплоту, т.е. теплоту, расходуемую на технологический процесс (в рассматриваемых печах это в основном нагрев металла) за вычетом теплоты экзотермических реакций через

$$Q_{\text{техн}} = Q_1 + Q_{\text{ок}} - Q_{\text{экз}}. \quad (15.27)$$

Тогда уравнение теплового баланса примет вид

$$Q_{\text{х}} + Q_{\text{т}} + Q_{\text{в}} = Q_{\text{техн}} + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_{\text{о.с}} + Q_{\text{св.г}} - Q_{\text{прис.}} \quad (15.28)$$

Все слагаемые теплового баланса, пропорциональные расходу топлива, можно выразить через удельный расход топлива b , т.е. расход, приходящийся на единицу массы обрабатываемого материала (1 кг исходной шихты или нагреваемого металла):

$$\begin{aligned} Q_{\text{х}} &= bQ_{\text{н}}^{\text{р}}; \quad Q_{\text{т}} = bI_{\text{т}}; \quad Q_{\text{в}} = bI_{\text{в}}; \\ Q_2 &= (1 - \sigma)bI_{\text{о.г}}; \quad Q_{\text{св.г}} = \sigma bI_{\text{в.г}}; \\ Q_{\text{трис}} &= (\sum \Delta \alpha)bI_{\text{х.в}}, \end{aligned} \quad (15.29)$$

где $I_{\text{т}}$ — энтальпия топлива, отнесенная к единице его количества; $I_{\text{в}}$ — энтальпия холодного воздуха, подаваемого для процесса горения, отнесенная к единице количества топлива; σ — доля газов, выбивающихся из рабочего пространства печи; $I_{\text{о.г}}$ — энтальпия газов, покидающих печь, отнесенная к единице количества топлива; $I_{\text{в.г}}$ — энтальпия газов, выбивающихся из рабочего пространства, отнесенная к единице количества топлива; $I_{\text{х.в}}$ — энтальпия холодного воздуха, теоретически необходимого для сгорания единицы топлива.

Поэтому уравнение теплового баланса (15.28) для непрерывно работающей печи (т.е. при $Q_{\text{сакк}} = 0$) можно записать так:

$$b[I_{\text{H}}^{\text{p}} + I_{\text{T}} + I_{\text{B}} - \sigma I_{\text{B},\Gamma} - (1 - \sigma)I_{\text{O},\Gamma} - q_3 - q_4 + (\sum \Delta\alpha)I_{\text{x},\text{B}}^0] = \dots$$

$$= Q_1 + Q_{\text{ок}} - Q_{\text{экз}} + Q_{\text{о.с.}} \quad (15.30)$$

Отсюда удельный расход топлива (в килограммах, а для газообразного — в кубических метрах) на единицу количества материала

$$b = \frac{(Q_1 + Q_{\text{ок}} - Q_{\text{экз}}) + Q_{\text{о.с.}}}{Q_{\text{H}}^{\text{p}} + I_{\text{T}} + I_{\text{B}} - \sigma I_{\text{B},\Gamma} - (1 - \sigma)I_{\text{O},\Gamma} - q_3 - q_4 + (\sum \Delta\alpha)I_{\text{x},\text{B}}^0} \quad (15.31)$$

или

$$b = \frac{(Q_1 + Q_{\text{ок}} - Q_{\text{экз}}) + Q_{\text{о.с.}}}{Q_{\text{H}}^{\text{p}} \left[1 + \frac{I_{\text{T}} + I_{\text{B}}}{Q_{\text{H}}^{\text{p}}} - \frac{q_3 + q_4 + \sigma I_{\text{B},\Gamma} + (1 - \sigma)I_{\text{O},\Gamma} - (\sum \Delta\alpha)I_{\text{x},\text{B}}^0}{Q_{\text{H}}^{\text{p}}} \right]} \quad (15.32)$$

Величина

$$\eta_{\text{исп}} = 1 + \frac{I_{\text{T}} + I_{\text{B}}}{Q_{\text{H}}^{\text{p}}} - \frac{q_3 + q_4 + \sigma I_{\text{B},\Gamma} + (1 - \sigma)I_{\text{O},\Gamma} - (\sum \Delta\alpha)I_{\text{x},\text{B}}^0}{Q_{\text{H}}^{\text{p}}} \quad (15.33)$$

называется коэффициентом использования топлива, показывающим, какая доля теплоты, введенной в печь, использована в рабочем пространстве печи. Тогда (15.32) принимает вид, кг/кг (м³/кг)

$$b = \frac{Q_{\text{тех}} + Q_{\text{о.с.}}}{Q_{\text{H}}^{\text{p}} \eta_{\text{исп}}} \quad (15.34)$$

Зная расход b и массу нагреваемого в единицу времени материала G , можно найти расход топлива печью за единицу времени: $B = bG$.

Коэффициенты полезного действия печей. КПД рабочего пространства печи представляет собой отношение полезно использованной в рабочем пространстве теплоты Q ко всей теплоте, вводимой в рабочее пространство (при $Q_{\text{прис}} \approx 0$):

$$\eta_{\text{р.п}} = \frac{Q}{Q_{\text{x}} + Q_{\text{T}} + Q_{\text{в}} + Q_{\text{экз}}} 100\% \quad (15.35)$$

При этом под полезно использованной теплотой понимают теплоту

$$Q = Q_1 + Q_{\text{энд}}, \quad (15.36)$$

где $Q_{\text{энд}}$ — теплота, поглощаемая в результате эндотермических реакций, протекающих при тепловой обработке продукта (в печах для нагрева металла $Q_{\text{энд}} = 0$).

Энергетический КПД представляет собой отношение теплоты, полезно использованной всей печной установкой, к затраченной теплоте:

$$\eta_{p.п} = \frac{Q_1 + Q_{\text{доп}}}{Q_x + Q_{\text{экз}}} 100\%, \quad (15.37)$$

где $Q_{\text{доп}}$ — дополнительная теплота, пошедшая на выработку пара в котле-утилизаторе или нагрев воды, воздуха, используемых вне печи.

Основными потерями теплоты в печах являются потери с уходящими газами и в окружающую среду.

КПД рабочего пространства печей предприятий тяжелой промышленности находится в пределах 10–30%. Он в значительной степени определяется заданным температурным уровнем их работы.

15.4. Компрессорные установки

Классификация компрессоров. В объемных машинах давление газа повышается путем изменения объема рабочего пространства машины. Так, в зависимости от значения создаваемого давления компрессорные машины подразделяют на *компрессоры*, повышающие давление газов до 0,2–0,3 МПа и выше; *газодувки*, повышающие давление до 0,3 МПа; *вентиляторы*, повышающие давление до 0,15 МПа, и *вакуум-насосы*, используемые для создания разрежения (давления ниже атмосферного). По характеру рабочего процесса различают несколько типов компрессорных машин: *объемные, газодинамические, тепловые*.

Для получения сжатого воздуха для производственных целей на судостроительных и судоремонтных заводах применяются стационарные и передвижные компрессорные установки. Обычно давление сжатого воздуха в них не превышает 0,6 МПа. Наибольшим потребителем сжатого воздуха на заводах является корпусный цех. Сжатый воздух используется на обдувку деталей, поверхностей корпуса, опрессовку, для работы стендов для испытания двигателей, паровоздушных молотов, пневматических прессов, пневмоинструмента, работы пневматических перегрузочных машин, для охлаждения капролоновых втулок дейдвудных подшипников, проточки седел кингстонов на борту судна, а также для абразивно-струйной очистки поверхностей корпусов судов, сбора продуктов очистки и регенерации абразивного материала, для распыливания красок и т.д.

Машины, предназначенные для сжатия воздуха или газа, называются *компрессорами*. Собственно компрессорами называются машины с искусственным охлаждением, создающие давление более 0,35 МПа. Такие машины применяют в высоконапорном пневматическом транспорте.

По принципу действия компрессорные машины делятся на *лопастные, вытеснения (объемные) и струйные (газодинамические)*.

На пневматическом транспорте получили распространение в основном только компрессоры вытеснения. Они обеспечивают стабильность газового потока на всех режимах работы и отсутствие помпажных зон. По конструктивному выполнению компрессоры вытеснения делятся на *поршневые, ротационные и винтовые*.

В *динамических машинах и аппаратах* внешняя энергия преобразуется вначале (на первой стадии рабочего процесса) в энергию струи сжимаемого газа или энергию вихрей (например, с помощью вращающегося рабочего колеса с лопатками), а затем (на второй стадии рабочего процесса) кинетическая энергия струи или вихря переходит в потенциальную энергию давления сжатого газа.

В *тепловых компрессорных машинах* повышение давления газа осуществляется за счет теплоты внешних источников. Наибольшее практическое распространение получили компрессорные машины объемного и динамического типа. Области применения компрессорных машин в зависимости от производительности V и давления нагнетания p_n показаны на рис. 15.19.

В настоящее время в нашей стране выпускаются сотни типоразмеров различных компрессорных машин производительностью 0,02–12 000 м³/мин с давлением нагнетания до 250 МПа и мощностью 0,1 кВт–40 МВт. Компрессорные машины применяются во многих отраслях народного хозяйства. При изучении процессов компрессорных машин необходимо учитывать свойства реальных газов и паров. Так, если внутренняя энергия и энтальпия идеального газа не зависят от давления и при одинаковой температуре равны, то внутренняя энергия реального сжатого газа при одинаковой температуре всегда меньше.

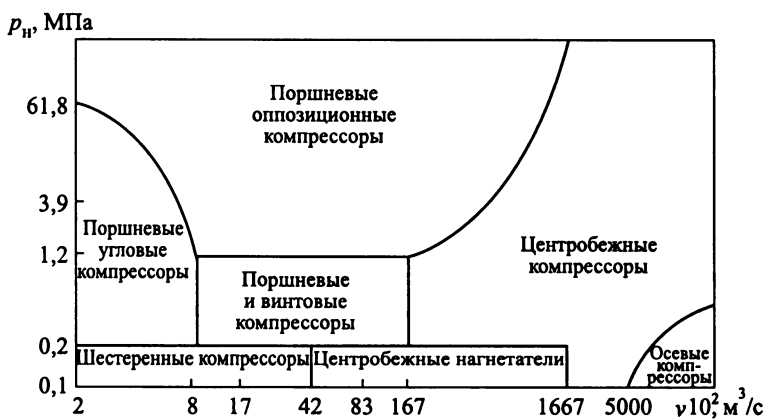


Рис. 15.19. Области применения компрессорных машин

Поршневые компрессоры. В поршневых компрессорах сжатие и нагнетание воздуха производятся поршнем, движущимся в цилиндре.

Различают поршневые компрессоры *простого и двойного действия*. В компрессорах двойного действия работают обе полости цилиндра. По расположению оси цилиндра они бывают горизонтальные, вертикальные, V- и W-образные. Частота вращения поршневых компрессоров 200–1200 мин⁻¹. При небольших частотах вращения требуется дополнительная ременная передача.

По числу ступеней компрессоры подразделяются на *одно-, двух- и многоступенчатые* (см. подразд. 3.2).

В зависимости от создаваемого давления поршневые компрессоры бывают низкого давления, предназначенные для сжатия воздуха до давления 1 МПа, среднего – 1–10 МПа и высокого – 10–100 МПа.

По производительности они делятся на компрессоры *малой производительности* – до 10 мин⁻¹, *средней* – 10–100 м³/мин и *большой* – от 100 мин⁻¹ и выше.

Компрессоры малой производительности, как правило, выполняют многооборотными (с частотой вращения 700 мин⁻¹ и более). Поршневые компрессоры бывают с воздушным и водяным охлаждением.

В *ротационных* компрессорах сжатие и нагнетание воздуха производятся равномерно вращающимся в одну сторону ротором с лопатками. Их применяют обычно при давлениях не выше 1,5 МПа и производительностях до 50 м³/мин. Эти компрессоры имеют высокую частоту вращения и могут быть непосредственно соединены с электродвигателем.

Сжатие воздуха в винтовом компрессоре происходит за счет сокращения объема рабочей полости, образованной корпусом и винтовыми поверхностями сопряженных роторов. Такие компрессоры надежны в работе, не загрязняют смазкой воздух, обеспечивают равномерную подачу.

Принцип работы и индикаторная диаграмма идеального поршневого компрессора были рассмотрены в гл. 3. Отличие *действительной индикаторной диаграммы компрессора* от теоретической обуславливается вредным пространством, сопротивлением в клапанах, влиянием теплообмена, утечками воздуха, повышением температуры при всасывании воздуха и т.д. (рис. 15.20). На этой диаграмме точка *a* соответствует закрытию всасывающего клапана, точка *b* – открытию нагнетательного клапана, а точка *c* – его закрытию. Всасывающий клапан открывается в точке *d*. Точки 1–4 соответствуют теоретической расчетной диаграмме работы компрессора с учетом вредного пространства.

Рассмотрим влияние основных указанных факторов на действительные процессы, протекающие в цилиндре компрессора.

1. В отличие от идеального в реальном компрессоре имеется вредное пространство объемом V_0 , заключенное между крышкой цилиндра и днищем поршня, находящегося в верхней мертвой точке (ВМТ). Вред-

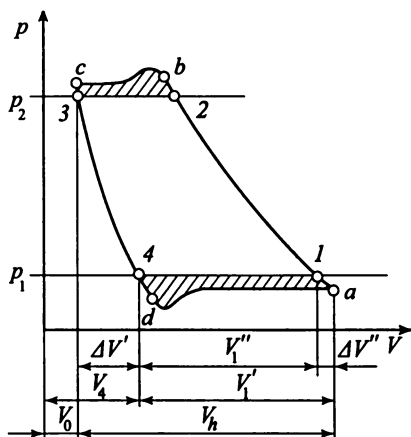


Рис. 15.20. Действительная индикаторная диаграмма

ное пространство компрессора расположено главным образом в клапанах и подводящих к ним каналах. Как видно из диаграммы, при расширении воздуха, находящегося во вредном пространстве, уменьшается объем всасывания (линия 3–4). Всасывание воздуха из атмосферы начинается после того, как давление воздуха в цилиндре снизится до атмосферного (точка 4). Отношение объема вредного пространства V_0 к объему V_h , описываемому поршнем, называется *относительным вредным объемом*, т.е.

$$\alpha = \frac{V_0}{V_h}. \quad (15.38)$$

Величина относительного вредного объема обычно составляет 2–6% и сильно влияет на производительность компрессора.

2. При рассмотрении идеального компрессора принималось, что давление всасывания равно атмосферному. В действительности из-за сопротивления во всасывающей магистрали и клапанах давление в цилиндре будет меньше атмосферного на величину Δp_1 , зависящую главным образом от скорости воздуха при прохождении его через клапан, размеров всасывающего трубопровода и сопротивления воздушного фильтра. Наибольшее разрежение в цилиндре компрессора создается в момент, предшествующий открытию клапана, поскольку этот перепад давления должен преодолеть усилие пружины, вес клапана и его инерцию. Потеря давления при всасывании составляет примерно $\Delta p_1 = (0,05-0,2)p_1$.

3. Давление сжатия воздуха в цилиндре выше давления p_2 в нагнетательной магистрали на величину Δp_2 из-за сопротивления клапана и нагнетательного патрубка. Так же, как при всасывании, наибольший перепад давления Δp_2 наблюдается в начальный момент открытия нагнетательного клапана в связи с преодолением силы пружины, веса и инерции пластины клапана.

На диаграмме pV заштрихованная площадь характеризует работу, затраченную на преодоление сопротивлений во всасывающих и нагнетательных клапанах и подводящих к ним каналах.

4. При рассмотрении идеального компрессора принималось, что процесс сжатия может протекать по изотерме, адиабате или политропе с постоянным показателем n .

В действительности в начале сжатия температура воздуха ниже температуры окружающих его стенок цилиндра. Поэтому на первой части хода поршня воздух дополнительно нагревается от стенок и процесс сжатия протекает по политропе с $n > k$, кривая сжатия проходит круче адибаты.

В дальнейшем по мере сжатия температура воздуха повышается, и теплота от него начинает передаваться стенкам цилиндра, в результате чего показатель политропы становится меньше показателя адиабаты ($n < k$). Кривая сжатия в этом случае проходит более полого, чем адиабата. Таким образом, в отличие от теоретического процесса, протекающего в идеальном компрессоре, показатель политропы сжатия воздуха является переменной величиной. При расчетах компрессоров процесс сжатия с переменным показателем обычно заменяют процессом со средним постоянным показателем n , равным 1,2–1,4.

5. При утечках воздуха из цилиндра вследствие неплотности прилегания всасывающего клапана, поршневых колец или сальника кривые сжатия на диаграмме располагаются более полого, а кривая расширения — более круто.

Кривая сжатия при перетекании сжатого воздуха из нагнетательной магистрали через нагнетательный клапан в цилиндр проходит круче, а кривая расширения — более полого.

Утечка воздуха через неплотности в клапанах, поршне и сальнике, а также несвоевременное закрытие клапанов приводят к уменьшению производительности компрессора.

Отношение объема всасываемого воздуха V_i при давлении и температуре во всасывающем патрубке к рабочему объему цилиндра V_h называется *коэффициентом подачи*

$$\lambda = V_i / V_h. \quad (15.39)$$

Условно λ можно представить в виде произведения двух коэффициентов

$$\lambda = \lambda_{\text{вс}} \lambda_{\text{эф}}, \quad (15.40)$$

где $\lambda_{\text{вс}}$ — индикаторный коэффициент всасывания; $\lambda_{\text{эф}}$ — коэффициент эффективности всасывания.

Как видно из индикаторной диаграммы (см. рис. 15.20), часть рабочего объема цилиндра, равная $\Delta V = V_4 - V_0$, не используется вследствие

расширения воздуха из вредного пространства. Отношение объема воздуха V'_1 , действительно поступившего в цилиндр, к рабочему объему цилиндра V_h называется *объемным коэффициентом*

$$\lambda_v = \frac{V'_1}{V_h} \quad (15.41)$$

или

$$\lambda_v = \frac{V_h - \Delta V'}{V_h} = 1 - \frac{\Delta V'}{V_h} = 1 - \frac{V_4}{V_h} + \frac{V_0}{V_h}. \quad (15.42)$$

Объем воздуха V_h находят из отношения параметров в политропном процессе расширения воздуха из вредного пространства с показателем политропы n :

$$V_4 = V_0 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/n} = V_0 \beta^{1/n}, \quad (15.43)$$

где β — степень повышения давления.

Подставляя в (15.42) значение V_4 из (15.43) и помня, что $a = V_0/V_h$, получаем:

$$\lambda_v = 1 - a\beta^{1/n} + a = 1 - a(\beta^{1/n} - 1). \quad (15.44)$$

Как видно из (15.44), объемный коэффициент зависит от объема вредного пространства, степени повышения давления и показателя политропы расширения.

В конце всасывания (точка a) давление воздуха всегда меньше атмосферного из-за сопротивления во всасывающей магистрали. Поэтому давление p_1 обеспечивается лишь в точке I , вследствие чего наблюдается потеря рабочего объема, равная $\Delta V'' = V'_1 - V''_1$.

Отношение объемов V'_1 и V''_1 , характеризующее уменьшение объема всасываемого воздуха из-за гидравлических потерь при всасывании, называется *коэффициентом давления*

$$\lambda_p = V''_1/V'_1. \quad (15.45)$$

Произведение объемного коэффициента на коэффициент давления называется *индикаторным коэффициентом всасывания*

$$l_{вс} = \lambda_v \lambda_p. \quad (15.46)$$

Коэффициент эффективности всасывания может быть представлен также в виде произведения двух частных коэффициентов подогрева λ_i и герметичности λ_r :

$$\lambda_{эф} = \lambda_i \lambda_r. \quad (15.47)$$

На индикаторной диаграмме объем V'_1 не отражает снижения производительности действительного компрессора по сравнению с идеальным вследствие повышения температуры воздуха в период всасывания от горячих поверхностей. Уменьшение массы газа в цилиндре в результате повышения температуры характеризуется *коэффициентом подогрева* λ_p .

Коэффициент герметичности λ_r характеризует снижение производительности компрессора в результате утечек через неплотности в поршневых кольцах, клапанах и сальниках.

Коэффициент эффективности всасывания $\lambda_{эф}$ зависит от конструкции компрессора, степени его изношенности, соблюдения правил эксплуатации и колеблется в пределах 0,8–0,95.

Зная коэффициент подачи компрессора λ , можем найти действительный объем всасываемого воздуха

$$V_1 = \lambda V_h = [1 - a(\beta^{1/n} - 1)]\lambda_p\lambda_r\lambda_{эф}V_h \quad (15.48)$$

и производительность компрессора, мин^{-1} ,

$$V = V_1 i n = [1 - a(\beta^{1/n} - 1)]\lambda_p\lambda_r\lambda_{эф}0,25\pi D^2 S i n, \quad (15.49)$$

где i – число всасывающих полостей компрессора; в компрессорах простого действия $i = 1$; n – частота вращения вала компрессора, мин^{-1} ; D – диаметр цилиндра, м; S – ход поршня, м.

Мощность, затрачиваемая на сжатие воздуха в цилиндре реального компрессора, называется *индикаторной*. Ее находят по индикаторной диаграмме, снятой с компрессора, используя следующую формулу:

$$N_i = p_i \frac{FSn}{60 \cdot 10^3}, \quad (15.50)$$

где p_i – среднее индикаторное давление, определяемое по индикаторной диаграмме (такое постоянное давление, при действии которого на поршень, за один его ход совершается работа, равная работе полного цикла компрессора), Па; F – площадь поршня, м^2 .

По (15.50) вычисляют мощность, кВт, компрессора простого действия. В компрессорах двойного действия мощность определяют для каждой полости цилиндра, а затем полученные величины складывают.

Мощность на валу компрессора называется *эффективной*, она больше индикаторной на величину механических потерь:

$$N_e = \frac{N_i}{\eta_m}, \quad (15.51)$$

где η_m – механический КПД компрессора, у современных поршневых компрессоров при номинальной нагрузке $\eta_m = 0,85 + 0,9$.

Механический КПД зависит от индикаторной мощности, т.е. нагрузки машины:

$$\eta_m = \frac{N_i}{N_e} = \frac{N_i}{N_i + N_{тр}} = \frac{1}{1 + N_{тр}/N_i}, \quad (15.52)$$

где $N_{тр}$ – мощность, расходуемая на преодоление сил трения.

С понижением нагрузки компрессора механический КПД уменьшается.

При отсутствии индикаторной диаграммы мощность, потребляемую компрессором, определяют расчетным путем. В этом случае не учитывают вредное пространство, поскольку оно не оказывает заметного влияния на мощность, расходуемую компрессором, так как работа, затраченная на сжатие в нем воздуха, в значительной степени возвращается в процессе расширения. Работу идеального компрессора при изотермическом, адиабатном и политропном сжатиях рассчитывают по формулам, приведенным в гл. 3.

Степень совершенства компрессорных машин нельзя оценивать термическим КПД, так как их рабочий процесс не является термодинамически замкнутым. Эффективность работы различных компрессоров оценивают по *относительному термодинамическому КПД*, характеризующему степень приближения действительного рабочего процесса к идеальному. В качестве идеального процесса сжатия в охлаждаемых компрессорах применяется изотермический процесс, как потребляющий наименьшую работу.

В связи с этим вводится понятие *изотермического КПД* компрессора, равного отношению работы (мощности), потребляемой идеальным изотермическим компрессором $L_{из}$, к индикаторной работе (мощности) L_i , потребляемой в действительности,

$$\eta_{из} = L_{из}/L_i = N_{из}/N_i. \quad (15.53)$$

Мощность, кВт, расходуемую идеальным компрессором с изотермическим сжатием,

$$N_{из} = \frac{p_1 N_1 \ln \frac{p_2}{p_1}}{60 \cdot 10^3} = \frac{p_1 V_{min} \ln \frac{p_2}{p_1}}{60 \cdot 10^3}, \quad (15.54)$$

где p_i – давление всасываемого воздуха, Па; V_{min} – производительность компрессора, м³/мин.

По величине изотермического КПД судят об индикаторных потерях в компрессоре, вызванных несовершенством процессов сжатия и расширения, потерями в клапанах, утечками воздуха и т.д.

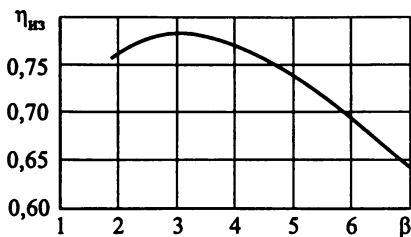


Рис. 15.21. Зависимость $\eta_{из} = f(\beta)$

Изотермический КПД существенно зависит от степени повышения давления β . Такая зависимость для хорошо охлаждаемых компрессоров представлена на рис. 15.21.

Как видно из рис. 15.21, максимальное значение изотермического КПД достигается при $\beta \approx 3$. При меньших значениях β он начинает резко падать, что объясняется ростом относительных потерь энергии в клапанах. Это одна из основных причин нецелесообразности применения поршневых компрессоров при малых степенях повышения давления β .

При $\beta > 3$ изотермический КПД $\eta_{из}$ также снижается, однако, в меньшей степени.

Мощность на валу компрессора оценивают по величине *полного изотермического КПД*, учитывающего индикаторные и механические потери,

$$\eta_{из.п} = \eta_{из}\eta_{м} = N_{из}/N_e \quad (15.55)$$

Мощность на валу реального компрессора

$$N_e = \frac{p_1 V_{\min} \ln \frac{p_2}{p_1}}{60 \cdot 10^3 \eta_{из} \eta_{м}} \quad (15.56)$$

Если поршневой компрессор приводится во вращение через ременную передачу, то КПД всей компрессорной установки

$$\eta_{к.уст} = \eta_{из}\eta_{м}\eta_{п} \quad (15.57)$$

где $\eta_{п}$ — КПД ременной передачи.

У большинства современных воздушных компрессорных установок КПД изменяется в пределах от 0,45 до 0,65.

Предел сжатия в одной ступени поршневого компрессора. Предельная степень повышения давления β в одной ступени компрессора зависит от объема V вредного пространства и допустимой температуры воздуха в конце сжатия.

На рис. 15.22 приведена индикаторная диаграмма компрессора, на которой давление всасывания p_1 постоянно, а давление в конце сжатия p_2 все время повышается (от p_2 до p'_2 и p''_2). С его повышением уменьшается количество воздуха, подаваемого в напорную магистраль, и увеличивает-

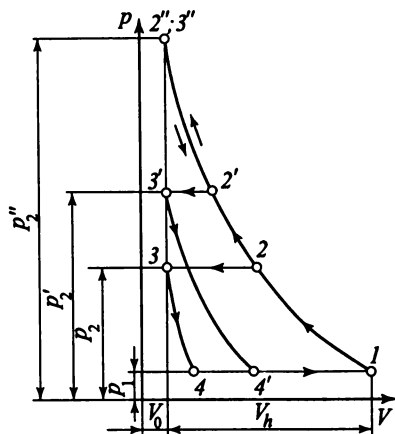


Рис. 15.22. Схема для определения степени повышения давления β в одной ступени поршневого компрессора

ся количество воздуха, остающегося во вредном объеме компрессора. При достижении давления p_2'' линии сжатия и расширения сливаются и подача воздуха в напорную магистраль прекращается. Полученная в этом случае степень повышения давления β является предельной, а объемный КПД компрессора равен нулю.

Предельная степень повышения давления β может быть найдена из (15.44) при $\lambda_v = 0$:

$$1 - a(\beta^{1/n} - 1) = 0, \quad (15.58)$$

откуда

$$\beta = \left(\frac{1}{a} + 1 \right)^n. \quad (15.59)$$

Для получения высоких давлений воздуха применяют многоступенчатое сжатие с охлаждением его после каждой ступени в специальном холодильнике. Термодинамические основы многоступенчатого сжатия воздуха в компрессоре были рассмотрены в гл. 3.

Число ступеней m , необходимое для достижения заданного конечного давления, принимают в следующих пределах:

p , МПа	до 0,6	0,5–3	1,3–15	3,5–4
m	1	2	2–3	3–4

При увеличении числа ступеней компрессора сжатие воздуха все более приближается к изотермическому процессу, при этом дополнительная экономия работы, достигаемая введением новой ступени, снижается.

Типы многоступенчатых поршневых компрессоров. Двухступенчатая компрессорная установка с промежуточным холодильником (рис. 15.23) состоит из воздушного фильтра 1, компрессора с двумя цилиндрами 2 и 5, электродвигателя, промежуточного холодильника 3, маслоотделителя 4 и ресивера 7.

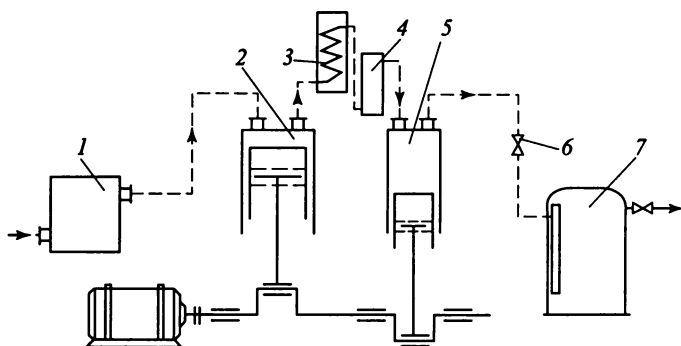


Рис. 15.23. Схема компрессорной установки с двухступенчатым поршневым компрессором

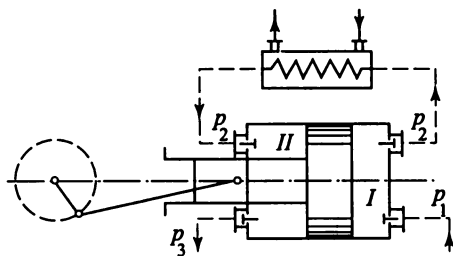
Атмосферный воздух через воздушный фильтр поступает в цилиндр первой ступени большого диаметра. В нем воздух сжимается от давления p_1 до давления p_2 . Температура воздуха при этом повышается от t_1 до t_2 . Сжатие воздуха в цилиндре компрессора в зависимости от интенсивности охлаждения протекает по политропе с показателем $n = 1,25 + 1,35$. Из цилиндра первой ступени сжатый воздух поступает в промежуточный холодильник, где охлаждается при постоянном давлении до начальной температуры t_1 .

Промежуточный холодильник обычно выполняется в виде трубчатого теплообменного аппарата с водяным охлаждением. В компрессорных установках небольшой производительности холодильники располагаются на цилиндрическом блоке компрессора, а в установках большой производительности изготавливаются в виде отдельных аппаратов. Охлажденный воздух из холодильника подается во влагомаслоотделитель, где он очищается от капелек влаги и масла. Принцип работы влагомаслоотделителя основан на инерционном сепарировании водяных и масляных капель за счет петлеобразных поворотов потока воздуха или его центробежного действия. Охлажденный и очищенный воздух направляется в цилиндр второй ступени компрессора меньшего диаметра. Здесь он сжимается до давления p_3 с повышением температуры до t_2 .

Из цилиндра второй ступени воздух через обратный клапан b поступает в ресивер. Назначение ресивера — уменьшать колебания давления воздуха во внешней сети, возникающие в результате периодической подачи воздуха компрессором. Кроме того, ресивер служит для отделения масла и влаги от воздуха, для чего его оборудуют специальными устройствами.

Объем ресивера V_p , обеспечивающий хорошее сглаживание колебаний давления, определяют по эмпирической формуле

Рис. 15.24. Схема двухступенчатого компрессора прямоточного типа с дифференциальным поршнем



$$V_p = (0,1 + 0,2) V_{\min} \quad (15.60)$$

В стационарных установках ресиверы размещают снаружи помещения, так как они относятся к взрывоопасным устройствам.

Для очистки воздуха, подаваемого компрессором, от механических примесей на его всасывающей трубе устанавливают воздушные масляно-инерционные фильтры. Они представляют собой закрытый резервуар, заполненный металлической стружкой или кольцами Рашига, смоченными в вязком масле. Воздух, проходя через слой такого материала, хорошо очищается.

Ранее была рассмотрена компрессорная установка со ступенями сжатия в отдельных цилиндрах компрессора. В двух- и многоступенчатых компрессорах часто применяют дифференциальные поршни с несколькими ступенями сжатия в одном цилиндре.

В двухступенчатом компрессоре прямоточного типа с дифференциальным поршнем (рис. 15.24) ступени сжатия разнесены по обе стороны последнего. При движении поршня вправо в ступени I будет происходить сжатие, а в ступени II — расширение воздуха, оставшегося во вредном пространстве. По достижении давления в ступени II значения p_2 , равного давлению в промежуточном холодильнике, откроется всасывающий клапан и поршень, перемещаясь вправо, будет всасывать воздух из промежуточного холодильника. После снижения давления в холодильнике открывается нагнетательный клапан ступени I и воздух направляется в ступень II. При движении поршня влево в ступени I сначала происходит расширение воздуха, оставшегося во вредном пространстве, а затем всасывание свежей порции его из атмосферы (с давлением p_1). В ступени II в это время воздух сначала сжимается, а потом подается с давлением p_3 в ресивер.

В двухступенчатом компрессоре с дифференциальным поршнем одностороннего действия (рис. 15.25, а) обе ступени сжатия расположены по одну сторону поршня. При этом в них одновременно обеспечиваются всасывание и подача воздуха. Теоретическая индикаторная диаграмма такого компрессора дана на рис. 15.25, б. При движении поршня вправо в первой и второй ступенях происходит расширение воздуха, оставшего-

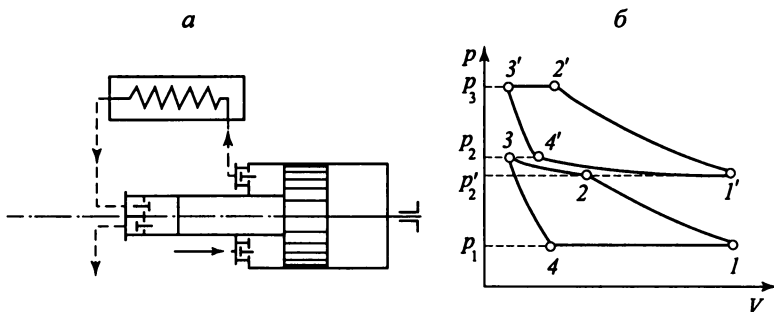


Рис. 15.25. Схема двухступенчатого компрессора одностороннего действия с дифференциальным поршнем (а) и его индикаторная диаграмма (б):

→ — движение поршня; ----> — движение воздуха

ся во вредном пространстве, соответственно до давлений p_1 и p_2 . В точках 4 и 4' открываются всасывающие клапаны, и начинается всасывание воздуха и в первой ступени из атмосферы при давлении p_1 и во второй ступени — из промежуточного холодильника. При этом в холодильнике и цилиндре второй ступени давление понижается от p_2 до p'_2 в результате политропного расширения воздуха по линии 4'—1'.

При ходе поршня в обратную сторону во второй ступени происходят сжатие воздуха по политропе 1'—2' до давления p_3 и подача его в ресивер по линии 2'—3'.

В первой ступени при этом происходит сжатие по политропе 1—2 до давления p_2 . В точке 2 открывается нагнетательный клапан первой ступени, и воздух подается в промежуточный холодильник. Данный процесс протекает по политропе 2—3 и сопровождается повышением давления от p'_2 до p_2 . Промежуточный холодильник здесь используется в качестве ресивера.

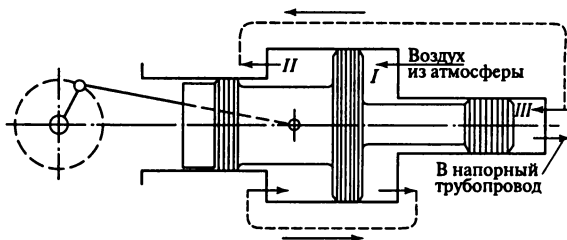


Рис. 15.26. Схема трехступенчатого компрессора с дифференциальным поршнем

Из рассмотренных двух схем двухступенчатого сжатия с дифференциальными поршнями предпочтение следует отдать первой схеме, поскольку в ней рабочие усилия на подвижные части распределены более равномерно.

Комбинированием ступеней двухступенчатого компрессора можно получить трех- и многоступенчатые компрессоры с дифференциальным поршнем. На рис. 15.26 приведена схема трехступенчатого компрессора. Стрелками показано перетекание воздуха при перемещении поршня влево (наверху) и вправо (внизу).

Конструктивные элементы и системы поршневых компрессоров. Воздушные одно- и двухступенчатые поршневые компрессоры небольшой производительности преимущественно строят *бескрейцкопфными с вертикальным* или *V-образным* расположением цилиндров. В них по сравнению с *горизонтальными* компрессорами обеспечиваются более равномерное смазывание цилиндра и высокий механический КПД. Размеры фундамента у таких компрессоров небольшие. Менее интенсивный износ цилиндро-поршневой группы и большая устойчивость вертикальных компрессоров позволяют выполнять их быстроходными и нередко соединять непосредственно с электродвигателем без применения передачи, что уменьшает вес, размеры и стоимость всей компрессорной установки.

Несмотря на конструктивное многообразие компрессоры состоят из следующих основных элементов: кривошипно-шатунного механизма, механизма систем охлаждения, смазочной и регулирования.

Остов одноступенчатого компрессора простого действия состоит обычно из блока цилиндров и картера, выполненных в виде единой отливки, и головки цилиндров. В блок цилиндров устанавливаются втулки, образующие кольцевое пространство в цилиндрах, через которое прокачивается охлаждающая компрессор вода. В головках цилиндров располагаются всасывающие и нагнетательные клапаны. У компрессоров с воздушным охлаждением на наружной поверхности цилиндров имеются продольные или кольцевые ребра. Головки цилиндров в этих компрессорах также делаются съёмными с оребрением на стороне нагнетания. Обычно блок цилиндров и крышки изготавливают из чугуна.

Кривошипно-шатунный механизм включает в себя поршни с кольцами, шатуны, коленчатый вал и подшипники. В бескрейцкопфных компрессорах применяются поршни тронкового типа, соединяющиеся поршневым пальцем с шатуном. Поршни тихоходных компрессоров изготавливают из чугуна, быстроходных – из алюминиевых сплавов. На поршнях устанавливают три-четыре кольца, одно или два из которых являются маслосъёмными.

Шатуны выполняются стальными двутаврового сечения с разъемным шатунным подшипником. Коленчатый вал устанавливается в подшипники скольжения или качения в зависимости от быстроходности машины.

Следует отметить, что по конструкции остов и кривошипно-шатунный механизм одноступенчатого компрессора простого действия весьма сходны с аналогичными деталями ДВС. Это позволяет в отдельных случаях применять в компрессорах поршни, шатуны и другие детали двигателей, что упрощает и удешевляет как производство, так и техническое обслуживание компрессоров.

Механизм газораспределения в поршневых компрессорах общепромышленного назначения выполняется в виде автоматически действующих (самодельствующих) клапанов. Наибольшее распространение получили пластинчатые клапаны, которые в зависимости от производительности бывают *прямоугольными, кольцевыми и многокольцевыми*.

Системы охлаждения компрессоров бывают воздушные и водяные. Воздушное охлаждение обычно применяется в передвижных компрессорах и компрессорах небольшой производительности. Оно производится путем обдувки воздушным потоком цилиндров, имеющих ребра. Водяное охлаждение используется в стационарных, судовых компрессорах и может быть разомкнутым и замкнутым. В первых системах охлаждающая вода прокачивается через зарубашечное пространство компрессора, промежуточный холодильник и отводится в сливную магистраль. Эта система применяется при наличии большого количества дешевой и чистой воды. При охлаждении цилиндров жесткой водой, содержащей соли жесткости [CaSO_4 , MgSO_4 , CaCl_2 , MgCl_2 , $\text{Ca}(\text{HCO}_3)_2$, $\text{Mg}(\text{HCO}_3)_2$ и т.п.], ее температура на выходе не должна превышать 40°C . При более высокой температуре происходит термическое разложение бикарбонатов кальция и магния с осаждением на стенках цилиндров слоя карбонатной накипи (CaCO_3 , MgCO_3).

Замкнутая система охлаждения компрессоров аналогична системе охлаждения двигателей. В этом случае во внутреннем контуре используется вода, из которой удалены соли жесткости. При такой системе может быть повышен температурный режим охлаждения ($t > 40^\circ\text{C}$) и уменьшена вязкость масла, а следовательно, и износ цилиндро-поршневой группы компрессора.

Вода внутреннего контура в стационарных установках охлаждается в градирнях, а в судовых — в специальном холодильнике забортной водой. Перепад температур воды в цилиндре компрессора должен поддерживаться не более $8\text{--}10^\circ\text{C}$.

Смазочная система компрессора должна обеспечивать подачу масла к цилиндрам и механизму движения. Смазывание цилиндров может производиться: *разбрызгиванием* масла, залитого в картер, кривошипами коленчатого вала (такую смазку применяют в бескрейцкопфных компрессорах простого действия); вводом распыленного масла в поток всасываемого воздуха (этот вид смазки получил распространение в компрессорах с дифференциальным поршнем, когда полость цилиндра непосред-

ственно не соприкасается с картером); подачей масла насосом под давлением к трущимся поверхностям (применяется в горизонтальных малооборотных крейцкопфных компрессорах).

Механизм движения компрессора смазывается разбрызгиванием масла в картере или подачей его насосом к трущимся поверхностям.

Смазочный материал в цилиндрах и механизмах движения не только уменьшает трение в трущихся поверхностях, но также охлаждает детали компрессора и повышает уплотняющую способность поршневых колец.

Применяемые в компрессорах масла работают в тяжелых условиях, поскольку соприкасаются с воздухом, имеющим высокую температуру. Эти масла должны обладать способностью противостоять воздействию кислорода воздуха при высоких давлениях и температурах. Подача в цилиндр масла с избытком может привести к образованию нагара, что увеличит износ трущихся поверхностей компрессора. Кроме того, при температурах выше 140 °С тяжелые молекулы масла расщепляются на легкие углеводороды, которые с воздухом образуют взрывоопасную смесь.

Для смазывания воздушных компрессоров низкого и среднего давлений при температурах нагнетания до 160 °С применяют масло компрессорное 12, при температурах до 200 °С и давлениях до 35 МПа – масло компрессорное 19. Эти масла способны противостоять окисляющему действию воздуха и не склонны к образованию нагара. Цифра в марке масла обозначает его среднюю кинематическую вязкость, мм²/с, при температуре 100 °С.

Регулирование производительности поршневых компрессоров. В компрессорах, используемых на различных пневматических установках, требуется поддержка постоянного давления в нагнетательной сети при переменном расходе воздуха. В некоторых случаях также необходимо поддерживать постоянный расход его при переменном давлении. *Производительность компрессора, м³/мин,*

$$V = \lambda V_{hin}, \quad (15.61)$$

можно регулировать несколькими способами.

1. Изменение частоты вращения вала компрессора. Как видно из (15.61), производительность компрессора пропорциональна частоте вращения n . Такой способ регулирования может быть применен только в том случае, если компрессор приводится от двигателя внутреннего сгорания или электродвигателя постоянного тока. При этом способе регулирования меньше работа механического трения в компрессоре, потери давления в клапанах и т.д. Однако полученная экономия работы в компрессоре при неправильно подобранном ДВС может быть полностью поглощена менее экономичной работой двигателя на долевых режимах или даже оказаться больше нее.

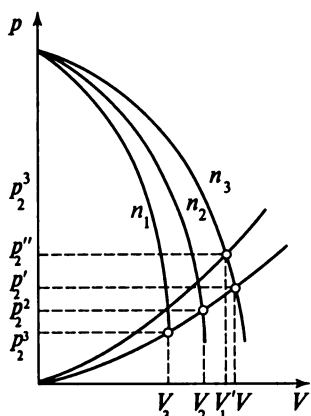


Рис. 15.27. Действительная характеристика поршневого компрессора

При постоянных значениях a , β , V_h и переменной частоте вращения (n_1 , n_2 , n_3) теоретические характеристики в диаграмме pV изображаются прямыми, параллельными оси ординат. Чем больше β при переменной степени повышения давления, тем меньше производительность компрессора. В связи с этим действительная характеристика компрессора при заданной частоте вращения изображается кривой, отклоняющейся от вертикали (рис. 15.27). При различной частоте вращения n_i она изображается рядом кривых.

Как видно из рис. 15.27, при работе поршневого компрессора непосредственно на установку пневматического транспорта, имеющего постоянную характеристику сети, с понижением частоты вращения будет изменяться не только производительность, но и степень повышения давления β . Изменение же противо-

давления сети при постоянной частоте вращения приводит к снижению производительности компрессора. Однако вследствие крутой характеристики она снижается незначительно, что легко может быть компенсировано увеличением частоты вращения.

2. Воздействие на всасывающие клапаны компрессора. При этом способе регулирования всасывающие клапаны отжимаются, и они остаются открытыми как при ходе всасывания, так и при ходе нагнетания. Клапаны могут быть отжаты полностью на всем ходе поршня, и подача воздуха будет равна нулю, или только на части хода нагнетания. В последнем случае обеспечивается плавное регулирование производительности компрессора. На рис. 15.28, *a* приведена индикаторная диаграмма компрессора при полном открытии всасывающего клапана в период хода нагнетания, а на рис. 15.28, *б* — при открытии его только на части этого хода.

Недостатком рассмотренного способа регулирования производительности являются частые воздействия на всасывающие клапаны, что приводит к снижению долговечности пластин, нарушению плотности их прилегания и утечкам воздуха.

3. Дросселирование на всасывании. Производительность компрессора можно также регулировать частичным открытием всасывающего клапана, в результате чего будут происходить дросселирование воздуха при всасывании и уменьшение его количества, подаваемого в нагнетательную магистраль.

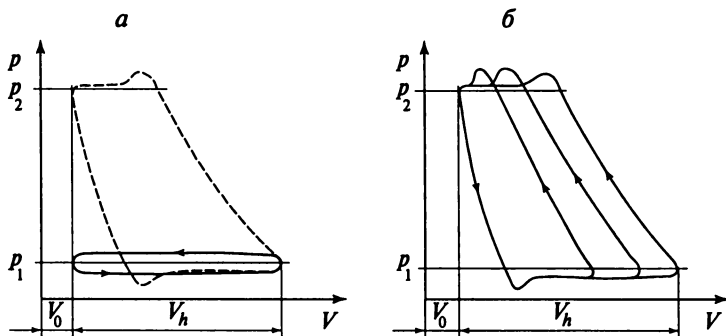


Рис. 15.28. Регулирование производительности компрессора отжатием клапанов на всем ходу (а) и на части хода (б) поршня

4. Отключение отдельных цилиндров. Этот способ применяется только в многоцилиндровых компрессорах для ступенчатого регулирования производительности до 50%.

5. Дополнительное включение камер вредного пространства. В соответствии с (15.54) увеличение вредного пространства камеры приводит к уменьшению объемного КПД компрессора, а следовательно, и его коэффициента подачи λ . Такой способ регулирования применяется в крупных компрессорах.

На практике иногда применяют регулирование производительности компрессоров путем выпуска части сжатого воздуха в атмосферу. Этот способ наиболее простой, но самый неэкономичный. Возможно также регулирование производительности ступенчатым способом путем остановки компрессора. Данный способ хотя и экономичен, но требует частого пуска компрессора, что нежелательно. Кроме того, его можно применять в установках, допускающих колебания давления в напорной магистрали.

Ротационные компрессоры. Из ротационных компрессоров наиболее широкое распространение получили компрессоры с пластинчатым ротором (рис. 15.29). Ротор 1 диаметром d , размещенный эксцентрично в цилиндрическом корпусе 2 компрессора, образует замкнутое серповидное пространство 3. На корпусе имеются всасывающий 6 и нагнетательный 5 патрубки. По торцам ротор опирается на два роликовых подшипника, по всей его длине сделаны пазы, в которые вставлены пластины 4. Пазы и вставленные в них пластины несколько наклонены по направлению движения, что уменьшает опасность заклинивания пластин во время работы компрессора.

При вращении ротора под действием центробежной силы пластины прижимаются к стенкам корпуса, перемещают в замкнутых камерах воздух из полости всасывания в полость нагнетания, сжимая его при этом.

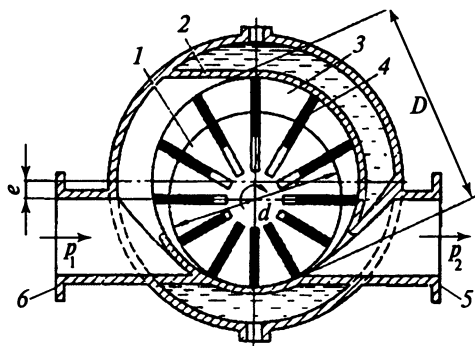


Рис. 15.29. Схема компрессора с пластинчатым ротором

Вследствие большого трения пластин о корпус ротационные компрессоры обычно выполняют с водяным охлаждением.

Пластинчатые компрессоры хорошо уравновешены, не имеют клапанов, что позволяет соединять их непосредственно с электродвигателем. Частоту вращения n компрессора выбирают с учетом трения пластин о корпус, принимая максимально допустимую окружную скорость конца пластин $u_{\max} = 10 + 12$ м/с:

$$n = \frac{30u_{\max}}{\pi(0,5D + e)}, \quad (15.62)$$

где D — диаметр цилиндра корпуса компрессора, м; e — эксцентриситет (расстояние между центрами ротора и цилиндра корпуса), м.

Пластинчатые компрессоры выпускают одно- или двухступенчатыми, с давлением сжатого воздуха соответственно до 0,5 и 1 МПа, производительностью до 50 м³/мин. Их можно использовать в качестве вакуумных машин, отсасывающих воздух из пространства с давлением меньше атмосферного и обеспечивающих вакуум до 95%.

Теоретическую производительность компрессора V_T находят из условия прохождения воздуха через наибольшее свободное сечение цилиндра $2eL$ (здесь L — длина ротора, м) со скоростью движения пластин πDn :

$$V_T = 2eL\pi Dn. \quad (15.63)$$

Учитывая уменьшение рабочего объема цилиндра пластинами и коэффициент подачи, получаем следующую формулу для определения действительной производительности компрессора:

$$V = 2eL(\pi D - \delta z)n\lambda, \quad (15.64)$$

где δ — толщина пластины, м; z — число пластин.

Коэффициент подачи компрессора λ зависит от утечек воздуха через зазоры, числа пластин; он может быть определен по эмпирической формуле

$$\lambda = 1 - (0,05 + 0,1)\beta, \quad (15.65)$$

где β — степень повышения давления в компрессоре.

Численное значение коэффициента при β зависит от производительности машины, он увеличивается с ее понижением. Для выполненных пластинчатых компрессоров характерны следующие основные соотношения размеров: эксцентриситет $e = (0,05 + 0,1)D$, длина ротора $L = (1,6 \div 2,1)D$, ширина пластины $B = (0,22 + 0,27)D$, число пластин $z = 4 + 24$, толщина стальных пластин 1–3 мм, пластмассовых 6–12 мм. Мощность на валу ротационного компрессора с водяным охлаждением определяют по тем же формулам, что и для поршневого.

Полный изотермический КПД, учитывающий механические потери вследствие больших сил трения концов пластин о корпус, меньше, чем у поршневых машин и составляет 0,5–0,6.

Производительность ротационных компрессоров можно регулировать следующими способами:

1) изменением частоты вращения. Это наиболее рациональный способ. Однако следует иметь в виду, что нижний предел частоты вращения в данном случае составляет 50% номинальной, так как дальнейшее ее падение, вследствие уменьшения центробежных сил, не обеспечит плотного прилегания пластин к корпусу;

2) дросселированием на всасывании. Этот способ применяют обычно в компрессорах малой производительности, поскольку при нем значительно снижается экономичность работы машины;

3) периодическими остановками компрессора. Такой способ получил распространение в машинах малой производительности.

Винтовые компрессоры. В различных отраслях народного хозяйства с каждым годом все чаще применяют винтовые компрессоры производительностью 5–500 м³/мин при давлениях нагнетания до 1,2 МПа. Эти компрессоры также весьма перспективны для пневматического транспорта.

Винтовой компрессор — роторный компрессор, в котором рабочие полости образованы корпусом и винтообразными роторами со специальными профилями. Он состоит из корпуса 2 (рис. 15.30) и крышки 1, в которых по диагонали расположены всасывающий 8 и нагнетательный 3 патрубки. В крышке и корпусе сделаны взаимно пересекающиеся цилиндрические расточки для ведущего винта 4, присоединенного к электродвигателю, и ведомого 5. Ведущий винт имеет выпуклые широкие зубья, ведомый — вогнутые узкие. Для сохранения двусторонних боковых зазоров между зубьями винтов их валы соединяются синхронизирующими шестернями 9, что исключает возможность взаимного касания винтов. В этом случае отпадает необходимость в смазке и сжатый воздух не загрязняется маслом.

В качестве подшипников в небольших компрессорах обычно используются подшипники качения: со стороны электродвигателя — опорные 7,

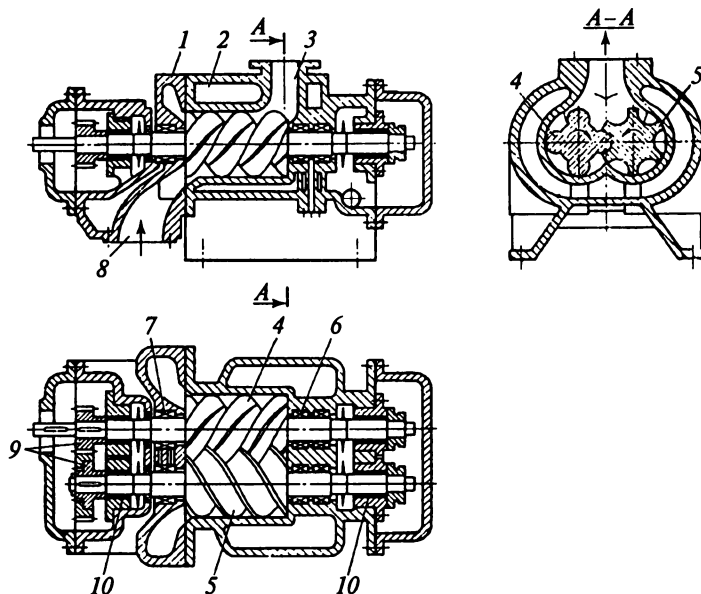


Рис. 15.30. Конструктивная схема винтового компрессора с охлаждаемым корпусом

с противоположной — радиально-упорные $б$, воспринимающие осевые усилия, действующие на винтовые роторы. В крупных компрессорах применяют подшипники скольжения. Уплотнение валов винтовых роторов обеспечивается угольными или специальными металлокерамическими уплотнениями 10 сальникового типа. При работе компрессора винтовые роторы находятся в постоянном зацеплении и вращаются в противоположных направлениях. Воздух из всасывающего патрубка через окно всасывания, имеющее форму кольцевого сектора, поступает в пространство между зубьями, называемое *рабочей полостью*.

После поворота винтового ротора на некоторый угол пространство между зубьями, заполненное воздухом, разъединяется с патрубками всасывания. При дальнейшем повороте винтовых роторов уменьшается объем рабочей полости и, следовательно, происходит сжатие воздуха до тех пор, пока она не сообшится с окном нагнетания. После соединения рабочей полости с камерой нагнетания воздух выталкивается из рабочей полости. Давление p_2 сжатого воздуха в рабочей полости может не совпадать с давлением p_n в нагнетательном патрубке. Если $p_2 < p_n$, то в момент соединения рабочей полости с окном нагнетания сжатый воздух из нагнетательного патрубка устремляется в рабочую полость и дожимает его до давления нагнетания p_n . При $p_2 > p_n$ во время выталкивания сжатого воздуха из рабочей полости давление p_2 несколько снижается.

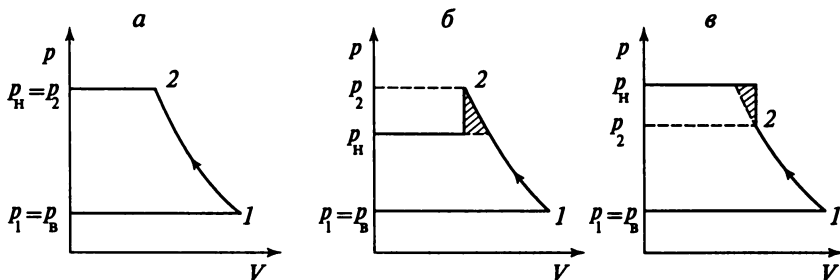


Рис. 15.31. Идеальные индикаторные диаграммы винтового компрессора: $a - p_2 = p_n$; $b - p_2 > p_n$; $c - p_2 < p_n$; p_n – давление нагнетаемого воздуха

Зная объемы камеры в начале 1 и конце 2 сжатия, можно построить теоретическую индикаторную диаграмму винтового компрессора (рис. 15.31).

При проектировании винтового компрессора исходят из условий равенства давления сжатия p_2 и давления нагнетания p_n , т.е. $p_2 = p_n$. При $p_2 < p_n$ и $p_2 > p_n$ затрачивается дополнительная работа, которая на диаграммах показана заштрихованными площадками. Особенно нежелательна работа компрессора при $p_2 > p_n$, так как в данном случае наблюдается наибольшая дополнительная потеря работы. Действительная индикаторная диаграмма винтового компрессора (рис. 15.32) отличается от теоретической наличием протечек, гидравлических потерь, изменением внутренней степени повышения давления. Поскольку количество рабочего тела при сжатии не остается постоянным, кривая сжатия только приблизительно характеризует изменение его состояния. В связи с отсутствием трения роторов о корпус в винтовых компрессорах можно применять большие окружные скорости (100 м/с и более). Роторы винтовых компрессоров имеют симметричный циклоидальный, несимметричный циклоидальный и симметричный круговой профили. Число зубьев на ведущем и ведомом роторах принимается от 2–4 до 6–8 (пер-

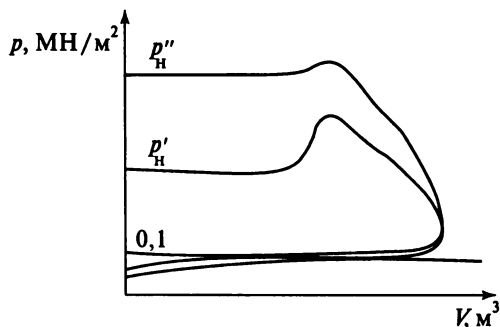


Рис. 15.32. Действительная индикаторная диаграмма винтового компрессора при различных давлениях p_n

вая цифра указывает число зубьев ведущего ротора, вторая — ведомого). В компрессорах с большим перепадом давлений между камерами всасывания и нагнетания с точки зрения наилучшей равнопрочности на изгиб ведущего и ведомого роторов является комбинация 4—6.

Длина роторов в выполненных конструкциях винтовых компрессоров $L = (1,4 + 3,0)D$ (здесь D — диаметр ведущего ротора).

Одноступенчатые винтовые компрессоры при невысоких степенях повышения давления $\beta < 3,5$ могут выполняться неохлаждаемыми и несмазываемыми. Сжатый воздух в них не загрязняется маслом, что очень важно для некоторых типов пневмоперегрузателей. В то же время винтовые компрессоры, работающие без смазывания роторов, имеют большие потери вследствие перетекания воздуха из рабочей полости в камеру всасывания. Эти потери особенно увеличиваются при $\beta > 4$. Кроме того, при больших степенях повышения давления происходит значительный подогрев сжимаемого воздуха. В таких компрессорах часто применяют внутреннее масляное охлаждение. Масло подается внутрь корпуса, где оно, с одной стороны, герметизирует рабочую полость, а с другой — охлаждает сжимаемый воздух. Нагретое масло из корпуса подается на масляный холодильник, здесь оно охлаждается водой или воздухом и вновь направляется в корпус.

Внутреннее масляное охлаждение позволяет увеличить степень повышения давления в одной ступени до двенадцати.

При масляном охлаждении винтовых компрессоров можно отказаться от синхронизирующих шестерен. В целях уменьшения гидравлических потерь скорость в таких компрессорах обычно не превышает 50 м/с. С уменьшением окружных скоростей роторов компрессоры создают во время работы меньше шума.

Производительность винтового компрессора, м³/мин

$$V = (F_1 + F_2)Lz_1n_1\lambda, \quad (15.66)$$

где F_1, F_2 — площади торцевого сечения винтовой впадины соответственно ведущего и ведомого роторов, м²; L — длина винтовой части ротора, м; z_1 — число зубьев ведущего ротора; n_1 — частота вращения ведущего ротора, мин⁻¹.

Коэффициент подачи λ винтового компрессора зависит от величины утечки воздуха из рабочей полости, гидравлических сопротивлений во всасывающей магистрали и степени подогрева всасываемого воздуха. Относительный объем вредного пространства в винтовых компрессорах обычно не превышает 1% и практически мало влияет на коэффициент λ . Это объясняется тем, что при малых значениях β влияние вредного пространства невелико, а при больших β и внутреннем масляном охлаждении оно заполнено маслом. В среднем для винтовых компрессоров λ принимают равным 0,75—0,90.

Вследствие значительной потери от перетекания сжатого горячего воздуха из рабочей полости в полость всасывания и других внутренних

потерь даже при интенсивном охлаждении средний показатель политропы сжатия у винтовых компрессоров выше показателя адиабаты. Поэтому в них за теоретический процесс сжатия принимают адиабатный процесс. Оптимальным режимом работы винтового компрессора является режим, при котором давление нагнетания совпадает с давлением внутреннего сжатия ($p_n = p_2$). Теоретическая мощность, кВт, потребляемая компрессором в этом случае,

$$N_a = \frac{k}{k-1} p_1 V_T \left[\left(\frac{p_n}{p_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right] 10^{-3}, \quad (15.67)$$

где k – показатель адиабаты; p_1 – среднее давление во всасывающем патрубке, Па; V_T – теоретическая объемная производительность, м³/с; p_n – давление нагнетания, Па.

Уравнение (15.67) справедливо лишь в том случае, когда $p_2 = p_n$. Для других режимов работы компрессора, т.е. $p_2 \neq p_n$, теоретическая мощность, кВт, потребляемая компрессором,

$$N_a = \frac{k}{k-1} p_1 V_T \left[\frac{1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} + \frac{k-1}{k} \frac{p_n}{p_1} \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} - 1 \right] 10^{-3}. \quad (15.68)$$

В действительности процесс сжатия воздуха в винтовом компрессоре протекает не по адиабате, а по политропе с переменным показателем $n > k$. Среднее значение показателя политропы зависит от интенсивности охлаждения, частоты вращения компрессора, степени повышения давления и изменяется в пределах 1,45 + 2,5. Внутренние потери в винтовом компрессоре, снижающие его экономичность, оценивают адиабатным КПД

$$\eta_{ад} = N_{ад} / N_{действ.} \quad (15.69)$$

Зная адиабатный КПД, можем определить действительную мощность, кВт, потребляемую компрессором,

$$N_e = \frac{N_a}{\eta_{ад} \eta_m}. \quad (15.70)$$

Полный адиабатный КПД машины $\eta_{а.п} = \eta_{ад} \eta_m$ определяют при испытаниях компрессора.

Основные характеристики некоторых винтовых компрессоров отечественного производства приведены в табл. 15.1.

Характеристики винтовых компрессоров

Индекс	Производительность, м ³ /мин	Давление, МПа	Число ступеней	Частота вращения, мин ⁻¹	Мощность, кВт	Примечание
ВК	63	0,344	1	10 000	200	Неохлаждаемый
ВК-10	16	0,638	2	17 700	105	»
ВК-11	25	0,785	1	2955	160	Маслозаполненный
ВК-12	100	0,245	1	7000	300	Неохлаждаемый
ВК-13	30	1,175	1	2970	280	Маслозаполненный
ВК-14	10	0,785	1	4630	66	То же

В качестве привода этих компрессоров используют: турбину (ВК); двигатель внутреннего сгорания (ВК-14); электродвигатель (ВК-10, ВК-11 и др.).

Производительность винтовых компрессоров можно регулировать выпуском сжатого воздуха в атмосферу, изменением частоты вращения, изменением величин наполнения компрессора и переключением последнего с полной нагрузки на холостой ход. Недостатками их являются сложность изготовления роторов, высокий уровень шума, необходимость внутреннего охлаждения при высоких степенях повышения давления, несовпадение внутреннего давления сжатия с давлением нагнетания при переменных режимах работы.

Водокольцевые вакуумные насосы. Для отсасывания запыленного воздуха и создания вакуума в различных отраслях промышленности широко применяются водокольцевые вакуум-насосы. По принципу работы они аналогичны пластинчатым ротационным компрессорам, однако конструктивно отличаются от них. В цилиндрическом корпусе 1 (рис. 15.33) с крышками 8 и 9 эксцентрично расположен ротор 6 с лопастями 2. Последние имеют одинаковую длину и часто изготавливаются заодно с ротором. При вращении ротора с большой частотой вода, находящаяся в корпусе, под действием центробежных сил отбрасывается к стенкам, уплотняя концы лопастей. В центральной части корпуса при этом образуется воздушное кольцевое пространство переменной толщины.

Воздух поступает в насос через патрубок 5 и приемное серповидное отверстие 7, расположенное в крышке 8. В корпусе насоса происходит сжатие воздуха, заключенного между смежными лопастями, после чего он вытесняется через напорное отверстие 3 и патрубок 4. Насос может работать только при достаточном количестве воды в корпусе, когда концы лопастей погружены в воду. Вакуум, создаваемый насосом при полном закрытии всасывающей трубы, не превышает 92%.

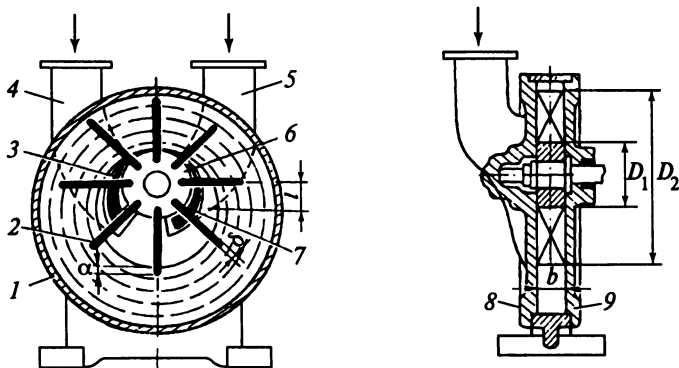


Рис. 15.33. Конструктивная схема водокольцевого вакуум-насоса

Подача, м³/мин, водокольцевого насоса

$$V = \left\{ \pi \left[\left(\frac{D_2}{2} - a \right)^2 - \left(\frac{D_1}{2} \right)^2 \right] - z(l - a)\delta \right\} b n \lambda, \quad (15.71)$$

где D_1 , D_2 — соответственно внешний и внутренний диаметры ротора с лопастями, м; a — минимальное погружение лопасти в водяное кольцо, м; z — число лопастей; l — длина лопасти, м; $l = 0,5(D_1 - D_2)$; δ — толщина лопасти, м; b — ширина лопасти, м; n — частота вращения; λ — коэффициент подачи; $\lambda = 0,9 + 0,96$.

Мощность, кВт, на валу водокольцевого насоса

$$N_3 = k \frac{pV}{1000\eta}, \quad (15.72)$$

где k — коэффициент запаса мощности; $k = 1,05 + 1,5$; η — КПД насоса.

При работе насоса концы лопастей перемещаются в слое воды, что приводит к значительным потерям энергии. Поэтому КПД насоса обычно не превышает 0,5.

Водокольцевые насосы, несмотря на низкий КПД, широко применяются на пневматическом транспорте, так как они просты по устройству, надежны в эксплуатации и работают в запыленном воздухе без смазки. При использовании насосов в качестве воздуходувок избыточное давление достигает 0,18 МПа, а при использовании в качестве вакуум-насосов вакуума — до 92%.

15.5. Холодильные и криогенные машины и установки

Искусственные способы охлаждения. В любом природном процессе осуществляется самопроизвольный переход теплоты от тел с высокой температурой к телам с более низкой температурой, т.е. происходит естественное охлаждение, при котором конечная температура охлаждаемого тела зависит от температуры охлаждающего тела. Количество теплоты, которое может поглотить охлаждающее тело, определяет его охлаждающий эффект, или количество произведенного холода.

Охлаждение — вынужденный отвод теплоты от тел и передача ее другим телам или в окружающую среду, сопровождающиеся понижением температуры охлаждаемых тел. В тех случаях, когда есть возможность использовать для охлаждения тел или машин такие природные среды, как воздух, вода, земля, лед и снег, оно достигается естественным путем с минимальными затратами энергии и средств. Для обеспечения искусственного охлаждения необходима существенно большая затрата энергии. Теплоту, отведенную от тела в процессе охлаждения, обычно называют *холодом*.

Холодопроизводительностью называется количество теплоты, отводимое холодильной машиной в единицу времени при температуре ниже температуры окружающей среды. Она характеризует количество холода и измеряется в ваттах и киловаттах. Теоретически минимальная удельная мощность, требующаяся для получения 1 Вт холодопроизводительности, равна обратной величине холодильного коэффициента холодильной машины Карно.

Современная техника позволяет получать любые низкие температуры. Вся область низких температур условно делится на три диапазона: *умеренно низкие* ($273 + 120$ К), *криогенные* ($120 + 0,5$ К) и *сверхнизкие* ($0,5 \rightarrow 0$ К). Чем ниже температура, тем больше затраты энергии и материалов для получения холода.

При естественном охлаждении нельзя получить температуру ниже температуры охлаждающей среды. Чтобы температура тела стала ниже температуры естественных источников холода, применяются искусственные способы охлаждения, основой которых являются следующие физические процессы:

<i>Процесс</i>	<i>Температура, К</i>
Квазиравновесное расширение газов и паров с совершением внешней работы (расширение в машинах-детандерах)	5 ... 300
Неравновесное расширение газов и паров с совершением внешней работы (выхлоп или свободный выпуск газов из объема).....	5 ... 300

Дросселирование газов и паров (эффект Джоуля–Томпсона) в области состояний, где температура понижается при дросселировании (область ограничена кривой инверсии)	3 ... 300
Кипение жидкостей с последующей откачкой насыщенных паров кипящей жидкости	0,5 ... 300
Откачка паров плавящихся или сублимирующихся кристаллов (плавление и сублимация)	3 ... 300
Волновые процессы расширения газов (с отводом теплоты)	10 ... 300
Температурное расслоение закрученных газовых потоков при расширении в вихревых трубах (вихревой эффект Ранка–Хильша)	20 ... 300
Температурное расслоение в пульсирующем объеме газа	10 ... 300
Расширение газов без изменения внутренней энергии (из объема в объем)	10 ... 300
Десорбция газов (откачка адсорбата с поверхности адсорбента)	4 ... 300
Смещение (растворение) веществ в жидких, твердых и газообразных состояниях, образующих смеси или растворы с большей теплоемкостью, чем сумма парциальных теплоемкостей компонентов	до 0,002
Прохождение тока через спаи разнородных полупроводников дырчатого и электронного типов (эффект Пельтье)	150 ... 300
Размагничивание парамагнетиков	0,02... 300
Размагничивание ядер, обладающих магнитным моментом	$2 \cdot 10^{-5}$
Сжатие смеси твердого и жидкого ^3He	менее 0,32
Перетекание сверхтекучей компоненты He-II через тонкие капилляры (механокалорический эффект в He-II)	—
Эффект Эттингаузера	≈ 150
Переход сверхпроводников в нормальное состояние	5 ... 18
Электротермические эффекты	20 ... 300

Выбор средств и способов искусственного охлаждения осуществляется с учетом требующейся холодопроизводительности, температуры охлаждения, параметров приемника теплоты, скорости охлаждения, автономности, габаритных и массовых характеристик, энергозатрат, токсичности и целого ряда других возможных специальных требований. Так, например, при замораживании биологических материалов и продуктов питания важную роль играет темп охлаждения, зависящий от температуры охлаждающей среды. В результате обеспечиваются те или иные качественные характеристики охлаждаемых сред.

Перечисленные выше процессы с соответствующими рабочими телами могут быть применены как для одноразового охлаждения, так и непрерывного, осуществляемого с помощью различных циклов, в которых используется промежуточное рабочее тело (холодильный агент или хладагент). Оно совершает последовательную совокупность процессов, в результате которых теплота может быть сначала передана от охлаждаемого тела промежуточному рабочему телу цикла, а затем в окружающую среду или другому телу (см. подразд. 1.6, 5.6).

Однако при организации циклов низкотемпературных установок возникают принципиальные особенности, обусловленные тем, что теплоту, передаваемую от охлаждаемого тела рабочему телу цикла, необходимо вывести в окружающую среду. Поэтому в низкотемпературных циклах важную роль играют не только процессы, сопровождающиеся понижением температуры в адиабатных условиях или поглощением теплоты в изотермных условиях, но и процессы с уменьшением энтальпии, благодаря которым непрерывно генерируется холодопроизводительность в цикле.

Способы охлаждения или физические принципы понижения температуры в обратных циклах. Для непрерывного искусственного охлаждения в низкотемпературных установках реализуются различные циклы с разными хладагентами. Любой цикл включает несколько процессов, и, по крайней мере, один из них должен сопровождаться эффектом понижения температуры в адиабатных условиях или поглощением теплоты в изотермических. Если подобный процесс в цикле протекает при изотермических условиях, то именно в этом процессе теплота от охлаждаемого тела передается в цикл. Если процесс протекает в адиабатных условиях, то теплота вводится в цикл к рабочему телу, охлажденному после этого процесса.

Из всех процессов, которые используются в циклах для понижения температуры рабочего тела, наиболее распространенными являются следующие:

изменение агрегатного состояния (фазовые превращения), сопровождающиеся поглощением теплоты (плавление, парообразование, сублимация, растворение соли);

расширение сжатого газа с получением внешней работы;

дросселирование;

вихревой эффект;

термоэлектрическое охлаждение;

десорбция газов.

На основе любого метода получения холода может быть осуществлено большое количество однородных циклов.

Любой цикл холодильной или криогенной установки содержит холодопроизводящий процесс (или совокупность процессов), обеспечиваю-

щий непрерывное получение холода. Без холодопроизводящих процессов осуществить непрерывное охлаждение невозможно.

Большое значение для низкотемпературных машин и установок имеют процессы, в первую очередь сопровождающиеся в адиабатных условиях эффектом понижения температуры. Некоторые из них являются одновременно и холодопроизводящими процессами, например, *детандирование — расширение газов и паров с совершением внешней работы*.

Процесс дросселирования хотя и не является холодопроизводящим, но обеспечивает необходимое изменение температуры рабочего тела в циклах. Процессы испарения (плавления, сублимации), адсорбции, растворения обеспечивают возможность передачи теплоты в цикл от охлаждаемого тела при определенной его температуре. В низкотемпературных установках широко используются также процессы рекуперации холода (теплоты) в рекуперативных и регенеративных теплообменных аппаратах, где происходит теплообмен между потоками рабочего тела и, таким образом, обеспечивается достижение заданной низкой температуры. Большое значение эффективность процессов рекуперации холода имеет для криогенных циклов и установок, работающих на уровне температур ниже 40 К и особенно ниже 5 К. При определении холодопроизводительности какого-либо конкретного действительного цикла необходимо вычислить изменение энтальпии рабочего тела в холодопроизводящих процессах. Для наиболее часто используемых холодопроизводящих процессов изменение энтальпии находится следующим образом.

Охлаждение при изменении агрегатного состояния тел. Изменение агрегатного состояния тела (плавление, кипение, сублимация) сопровождается поглощением значительного количества теплоты, расходуемой на внутреннюю работу по преодолению сил сцепления между молекулами. На практике для получения охлаждающего эффекта используют вещества (водный лед, аммиак, хладагенты R12, R22, R502, углекислоту и т.д.), у которых процессы плавления, кипения и сублимации протекают при низкой температуре при нормальном атмосферном давлении.

Фазовые превращения при изменении агрегатного состояния тел (плавление, кипение, сублимация) происходят при постоянных температурах и давлении, зависящих от физических свойств тел и условий перехода из одного состояния в другое.

Плавление — переход тела из твердого состояния в жидкое при подводе к нему необходимого количества теплоты. Плавление водного льда широко используют для охлаждения тела температурой выше 0 °С. Смешивание раздробленного льда или снега с солью снижает температуру таяния смеси.

Наибольшее применение в холодильной технике получили смеси хлористого натрия (NaCl) и хлористого кальция (CaCl_2) со льдом. В зависимости от процентного содержания солей в смесях их температура плавления может быть снижена соответственно до $-21,2$ и -55 °С.

Температура плавления определяется давлением и остается постоянной в период перехода тела из твердого состояния в жидкое. Количество теплоты q_n , кДж, поглощенное 1 кг твердого тела при переходе его в жидкое состояние, называется *теплотой плавления*. Теплота плавления льдо-соляной смеси при снижении температуры плавления уменьшается. Так, теплота плавления чистого водного льда 335 кДж/кг, а смеси 28%-й поваренной соли и льда 222 кДж/кг.

Кипение – процесс интенсивного образования пара во всей массе жидкости при ее нагревании. В отличие от кипения образование пара при испарении происходит только с поверхности жидкости. Количество теплоты, которое необходимо подвести к 1 кг жидкости, доведенной до температуры кипения, чтобы при постоянном давлении превратить ее в сухой насыщенный пар, называется *удельной теплотой парообразования* r , кДж/кг.

Процесс кипения происходит при определенной для данного давления температуре жидкости, называемой *температурой кипения* и равной температуре насыщения. Температура кипения любой жидкости остается неизменной в течение всего времени кипения.

При уменьшении давления температура кипения снижается. Например, вода при нормальном атмосферном давлении кипит при 100 °С. Если в емкости с водой снизить давление до 0,001 МПа, то вода закипит при 4 °С. Хладагент R22 при давлении 0,1 МПа кипит при температуре –40,8 °С, с уменьшением давления до 0,06 МПа температура кипения снизится до –50 °С. Если емкость с хладагентом R22 поместить в помещение и соединить с атмосферой, то жидкость в емкости будет кипеть при температуре –40,8 °С. Так как температура в помещении выше температуры кипения жидкости, то теплота парообразования будет отводиться от воздуха помещения, охлаждая его. Образовавшиеся при кипении пары будут выходить в атмосферу.

Охлаждающий эффект может быть получен за счет интенсивного испарения воды, теплота парообразования которой при 0 °С равна 2500 кДж/кг. Испарительное охлаждение водой применяют при относительно высокой температуре кипения хладагента. Температура кипения и плавления хладагента изменяется соответственно с изменением давления.

Сублимация (возгонка) – процесс перехода тела из твердого состояния непосредственно в парообразное. Количество теплоты, поглощаемое 1 кг твердого тела при постоянной температуре перехода его в парообразное состояние, называется *удельной теплотой сублимации* q_s , кДж/кг. Водный лед в атмосферных условиях сублимирует при температуре ниже 0 °С.

Углекислота в тройной точке имеет температуру –56,6 °С и давление 0,52 МПа. Температура сублимации твердой углекислоты при атмосферном давлении –78,9 °С. Теплота сублимации q_s равна сумме теплоты плавления q_n и парообразования r , вследствие чего процесс дает больший холодильный эффект.

Для получения низких температур используют жидкости с низкой температурой кипения при нормальном атмосферном давлении, это – сжиженный воздух (температура кипения -192°C), кислород (-183°C) и азот (-196°C).

Способы охлаждения, основанные на использовании фазовых превращений веществ, возможны только при неограниченном запасе охлаждающих тел. Непрерывное получение холода при использовании одного и того же количества охлаждающего вещества возможно, если после получения холодильного эффекта оно возвращается в начальное состояние. Это осуществляется с помощью холодильных машин.

Охлаждение при расширении газов. Процесс адиабатного расширения сжатого газа сопровождается снижением температуры. Связь между давлением и температурой для идеального газа в адиабатном процессе выражается соотношением $T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k}$, где k – показатель адиабаты.

В адиабатном процессе расширения теплообмен с окружающей средой отсутствует, поэтому вся внутренняя энергия полностью преобразуется в механическую работу.

При расширении реального газа затрачивается дополнительная работа на преодоление внутренних сил притяжения его молекул и выполнение внешней работы.

Если воздух, сжатый до 9,5 МПа при $t_1 = 20^\circ\text{C}$, адиабатно расширяется до 0,1 МПа, то при $k = 1,4$ его конечная температура $t_2 = -193,4^\circ\text{C}$.

Принудительное расширение газов, сопровождающееся понижением их температуры, осуществляется в расширительных машинах – поршневых детандерах и турбодетандерах (рис. 15.34).

Изменение энтальпии (без учета утечек и теплопритоков) при детандировании

$$-\Delta i_d = i_1 - i_2 = (i_1 - i_{2s})\eta_s, \quad (15.72)$$

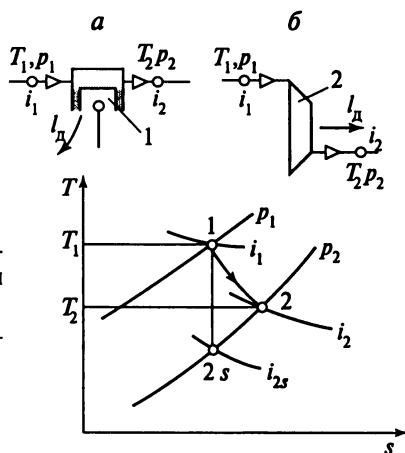


Рис. 15.34. Схемы детандирования в поршневом детандере (а) и турбодетандере (б):

1–2s – адиабатное расширение; 1–2 – действительное расширение

где η_s – адиабатный КПД детандера, для поршневых детандеров обычно $\eta_s = 0,7 + 0,9$; для турбодетандеров $\eta_s = 0,65 + 0,87$.

Процессы детандирования очень широко применяются в криогенной технике и сравнительно редко в холодильной.

Охлаждение с помощью дросселирования. *Дросселированием* называется снижение давления жидкости или газа при проходе через любое суженное отверстие (диафрагму, клапан). При быстром снижении давления внешняя работа не совершается и теплообмена с внешней средой практически не происходит. Энтальпия в этом процессе не изменяется, а энтропия возрастает из-за расхода внутренней энергии потока на преодоление трения, что указывает на необратимость процесса.

За суженным отверстием в зависимости от свойств и состояния реального газа внутренняя энергия может быть больше или меньше либо равной внутренней энергии до суженного отверстия. В зависимости от характера изменения внутренней энергии конечная температура реального газа может быть выше, равна или ниже начальной.

Изменение температуры вещества при дросселировании называется эффектом Джоуля – Томпсона, его применяют в технике глубокого охлаждения реальных газов. Дросселирование жидкости сопровождается значительным снижением температуры. Это вызвано тем, что при дросселировании жидкости (особенно насыщенной) происходит парообразование в результате превращения работы сил трения в теплоту и передачи ее жидкости. При этом увеличивается объем и совершается большая работа по преодолению сил взаимного притяжения молекул. Если теплообмен с окружающей средой отсутствует, работа по преодолению сил притяжения будет сопровождаться уменьшением внутренней энергии, а следовательно, и температуры парожидкостной смеси. Процесс дросселирования жидкости широко используется для получения умеренно низких температур.

Вихревой эффект охлаждения. Охлаждение воздуха этим способом (эффект Ранка–Хильша) осуществляется с помощью вихревой трубы.

Устройство вихревой трубы, в которой происходит температурное разделение потока воздуха, чрезвычайно просто (рис. 15.35). Воздух при температуре окружающей среды и давлении 0,3–0,5 МПа поступает в цилиндрическую трубу III через сопло I по касательной к внутренней поверхности трубы. Поступивший в трубу воздух совершает вращательное движение, одновременно перемещаясь от сопла I к дроссельному клапану II. При этом воздушный поток, вышедший из сопла по касательной к внутренней поверхности трубы, образует свободный вихрь, угловая скорость которого велика около оси и уменьшается по мере удаления от нее. При движении к дроссельному клапану II угловая скорость между слоями потока выравнивается вследствие трения между ними (скорость внутренних слоев снижается, внешних – возрастает), при этом кинетиче-

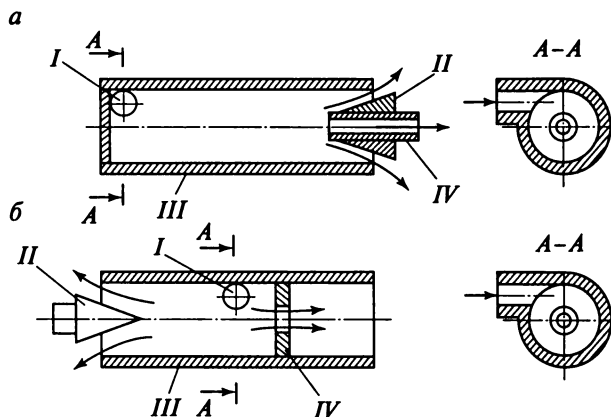


Рис. 15.35. Схемы прямоточной (а) и противоточной (б) вихревых труб

ская энергия внутренних слоев передается периферийным слоям. В результате наружные слои воздуха оказываются более нагретыми, внутренние — холодными, т.е. через диафрагму *IV* (или трубу меньшего диаметра) выходит холодный воздух, а через клапан *II* по периферии трубы — горячий. Температура холодного воздуха на 30 ... 70 °С ниже начальной температуры воздуха, выходящего из сопла.

В вихревой камере температурное расслоение воздуха происходит значительно быстрее, чем устанавливается термическое равновесие. При давлении воздуха 0,3 ... 0,5 МПа образуется холодный поток с температурой –10 ... –50 °С и горячий — с температурой 100 ... 130 °С.

Большие необратимые потери при расширении воздуха в вихревой трубе определяют сравнительно большие энергетические затраты, которые значительно превышают затраты при изэнтропном расширении с совершением внешней работы. Однако не всегда результат энергетического сопоставления может быть решающим при оценке холодильных систем.

Исключительная простота и надежность вихревой трубы делают ее в некоторых случаях более предпочтительной, например, при периодической потребности в охлаждении на различных предприятиях при необходимости малой холодопроизводительности выгоднее применять простую и надежную вихревую трубу.

Термоэлектрическое охлаждение. В технике широко известен эффект возникновения термоЭДС в спаянных проводниках, контакты (места спаев) между которыми поддерживаются при различных температурах (эффект Зеебека). В том случае, когда через цепь двух разнородных материалов пропускается постоянный ток, один из спаев начинает нагревать-

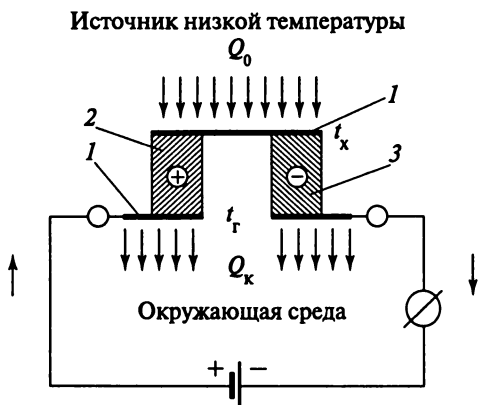


Рис. 15.36. Схема полупроводникового элемента

ся, а другой охлаждаться. Это явление носит название термоэлектрического эффекта или эффекта Пельтье. Таким образом, при прохождении электрического тока через цепь, составленную из разнородных полупроводников, в местах контактов (спаев) выделяется или поглощается теплота.

На рис. 15.36 изображен термоэлемент, состоящий из двух различных полупроводниковых элементов с электронной (–) и дырочной (+) проводимостями. Материалом полупроводников служат соединения висмута, сурьмы, селена с добавлением присадок. Широко распространены сплавы висмута, селена, теллура (с электронной проводимостью) и висмута, теллура, свинца (с дырочной проводимостью). Термоэлементы объединяют последовательно в батареи с помощью медных пластин 1, которые образуют спаи. К электронному полупроводнику 2 подключен плюс источника питания, к дырочному 3 – минус. При прохождении по термоэлементу постоянного тока температура верхнего спая понизится до t_x , и холодный спай будет поглощать теплоту Q_0 от охлаждаемой среды. На нижнем спая температура повысится до t_r , при этом горячий спай будет отдавать теплоту Q_k окружающей среде. Температура спая снижается вследствие того, что под воздействием электрического поля электроны, двигаясь из одной ветви термоэлемента в другую, переходят в новое состояние с более высокой энергией. Энергия электронов повышается за счет кинетической энергии, отбираемой от атомов ветвей термоэлемента в местах их сопряжений, в результате чего этот спай (верхний) охлаждается. При переходе с более высокого энергетического уровня на низкий энергетический уровень электроны отдают часть своей энергии атомам нижних спаев термоэлемента, которые начинают нагреваться. Перепад температур между горячими и холодными спаями достигает 60 °С.

Термоэлектрическое охлаждение применяют в холодильных шкафах, кондиционерах и т.д. Холодопроизводительность выпускаемых батарей термоэлементов не превышает 100 Вт.

Охлаждение десорбцией. Охлаждающий эффект методом десорбции получают следующим образом. Сначала происходит адсорбция гелия активированным углем: процесс сопровождается выделением теплоты. При адсорбции в емкости поддерживается возможно низкая температура, т.е. емкость охлаждается. После насыщения угля гелием емкость изолируется. Затем гелий откачивают из емкости. При десорбции гелия из угля температура в емкости быстро снижается. Так, в одном из опытов 15 г активированного угля адсорбировали 8 л газообразного гелия при -260°C и давлении 0,13 МПа. При десорбции гелия из угля была получена температура ниже -269°C . Охлаждение газов методом десорбции применяют в основном в лабораторной практике для получения температуры, близкой к абсолютному нулю.

Основные понятия, используемые при рассмотрении рабочих процессов холодильных машин. Теоретические основы работы холодильных машин приведены в подразд. 1.6, 5.6. Рассмотрим некоторые понятия и определения, используемые в холодильной технике.

Прежде всего, необходимо остановиться на понятии *холод*. Такого понятия в термодинамике нет. Это условный термин, который следует понимать как создание потенциальной возможности восприятия соответствующего количества теплоты на температурном уровне ниже окружающей среды. Другими словами, *холод — это теплота, температурный уровень которой ниже температуры окружающей среды*.

В обратных циклах всегда существуют два источника теплоты: источник низкой температуры (ИНТ) и источник высокой температуры (ИВТ). Источник высокой температуры — это тело или среда, от которых теплота отводится. К ИНТ можно отнести: охлаждаемый продукт или вещество в технологическом процессе; промежуточный теплоноситель (хладоноситель, хладагент), например раствор соли в воде (рассол); воздух в охлаждаемой камере и т.д. Температура ИНТ при отводе от него теплоты может быть постоянной или переменной. Источник низкой температуры — это тело или среда, к которым теплота подводится. К ИВТ относятся нагреваемое тело или промежуточный теплоноситель, окружающая среда и т.д. Температура ИВТ также может быть постоянной (например, температура окружающей среды) или переменной (например, температура нагреваемой воды).

В термодинамической теории большое значение имеет понятие *окружающая среда*. Окружающая среда характеризуется, прежде всего, тем, что ее параметры не зависят от работы холодильной машины или какой-либо системы. Таким образом, окружающая среда должна обладать такой теплоемкостью, чтобы любое воздействие на нее вызывало бы настолько малые изменения температуры, что ими можно пренебречь. В реальных условиях примерами такой среды могут служить: атмосферный воздух, вода крупных водоемов, горные породы, грунт и т.д.

Кроме того, параметры окружающей среды должны находиться в полном термодинамическом равновесии. Например, параметры атмосферного воздуха постоянно меняются, но для инженерных расчетов этим можно пренебречь. Дополнительной характеристикой окружающей среды является возможность реализовать теплообмен между рабочим веществом обратного цикла и окружающей средой без существенных затрат.

Перенос теплоты от ИНТ к ИВТ осуществляется с помощью рабочего вещества (холодильного агента). Термодинамические и физические свойства рабочего вещества оказывают значительное влияние на показатели обратных циклов. Рабочее вещество совершает обратный цикл за счет механической или другого вида энергии. Различают три разновидности обратных циклов: холодильный, теплового насоса, а также комбинированный (или) теплофикационный.

Холодильная машина работает по *холодильному циклу* и служит для охлаждения какой-либо среды или поддержания низкой температуры в охлаждаемом помещении в том случае, когда теплота от источника низкой температуры (охлаждаемого объекта) передается окружающей среде.

Для определения энергетической эффективности холодильного цикла вводится холодильный коэффициент ϵ (см. подразд. 5.6). Холодильный коэффициент может меняться от $+\infty$ до 0.

В том случае, когда с помощью холодильной машины теплота отводится от окружающей среды и передается источнику высокой температуры, его температура повышается. Такой цикл называется *циклом теплового насоса*. Такая холодильная машина служит для теплоснабжения или динамического отопления. Энергетическая эффективность цикла теплового насоса характеризуется *коэффициентом трансформации теплоты* μ , значения которого лежат в диапазоне от $+1$ до $+\infty$.

Комбинированный (теплофикационный) цикл (это цикл холодильной машины, при котором теплота от ИНТ передается ИВТ).

Так как при помощи холодильной машины, работающей по комбинированному циклу, получают одновременно холод и теплоту, то энергетическая эффективность такого цикла характеризуется двумя коэффициентами — ϵ и μ .

Полная холодопроизводительность

$$Q_{\text{ц}} = m q_0, \quad (15.73)$$

где m — масса циркулирующего в цикле рабочего тела, кг/с.

Полезная удельная холодопроизводительность

$$Q_{\text{пол}} = q_0 - \sum q_{\text{пот}}, \quad (15.74)$$

где $\sum q_{\text{пот}}$ — сумма удельных потерь реально генерированного холода, приведенная к 1 кг (или 1 м³) сжимаемого рабочего тела, обусловленных

притоком теплоты q из окружающей среды, неполным теплообменом в рекуператорах, утечками или натеками и другими причинами. Потери холода возникают также при использовании в циклах крионасосов, крионагнетателей, вследствие внутренних тепловыделений, например, при адсорбции, конверсии или окислении. При расчете холодильных установок потери холода вычисляются или принимаются по опытным данным. Для установок с существенно различающимися рабочими температурами значения потерь одного и того же вида различны.

Полная полезная холодопроизводительность

$$Q = m q_{\text{пол}} \quad (15.75)$$

Сложные циклы холодильных и криогенных установок могут включать несколько ступеней охлаждения с детандерами, дросселями и предварительным охлаждением. Иногда применяются низкотемпературные устройства одноразового действия, в которых эффект охлаждения достигается при одноразовом осуществлении процессов, сопровождающихся понижением температуры. Следует иметь в виду, что тепловые эффекты процессов в закрытых и открытых системах различны.

Изложенное дает основание ввести общую простую термодинамическую классификацию циклов холодильных и криогенных установок непрерывного производства холода и разделить их на циклы с отводом энергии в форме работы или теплоты, а также работы и теплоты вместе. Существует классификация циклов по назначению, согласно которой различают *рефрижераторные циклы, ожигжительные циклы и циклы технологических установок*. Кроме того, в названии циклов и установок часто указывается род рабочего тела (*хладоновые, аммиачные, гелиевые, водородные установки и циклы*), уровень давления сжатия и получаемого холода (*циклы высокого, среднего и низкого давлений, циклы холодильных или криогенных установок* и т.п.), а также тип расширительного устройства или предварительного охлаждения (*циклы с детандерами, дросселем, аммиачным или азотным охлаждением* и т.п.) и даже способ организации цикла (*циклы с каскадным расширением газа в детандерах, циклы с детандером на обратном потоке* и т.п.).

Термодинамическое совершенство реальных холодильных и криогенных установок. Для работающих низкотемпературных рефрижераторных установок обычно известными являются полезная холодопроизводительность Q на уровне температуры T и потребляемая мощность N_d , для низкотемпературных технологических установок — производительность по продукту и потребляемая мощность.

Эффективность низкотемпературных технологических установок, например, установок для разделения воздуха, получения газообразных или жидких продуктов разделения, на практике часто оценивается удельным расходом энергии E_d , кВт·ч/кг или кВт·ч/м³. Сравнительная

оценка удельной холодопроизводительности ожижительных установок иногда производится по коэффициенту сжижения (отношение доли сжиженного газа к 1 кг сжимаемого газа).

Эффективность установок, вырабатывающих холод при одинаковой температуре, оценивается либо холодильным коэффициентом $\epsilon = Q/N_d = q/\bar{N}_d$ (отношение 1 Вт холодопроизводительности к 1 Вт мощности), либо удельным расходом энергии $\phi = N_d/Q = \bar{N}_d/q$ (отношение 1 Вт мощности к 1 Вт холодопроизводительности). Установки, вырабатывающие холод на разных температурных уровнях, и технологические низкотемпературные установки оцениваются по степени их термодинамического совершенства

$$\eta_T = \frac{\epsilon}{\epsilon_{\max}} = \frac{\phi_{\min}}{\phi} = \frac{N_{\min}}{N_d}, \quad (15.76)$$

где $\epsilon_{\max}$ и $\phi_{\min}$ — показатели ϵ и ϕ для термодинамически абсолютно совершенной установки, в которой тот же эффект достигается с минимальной затратой энергии.

Здесь

$$\phi_{\min} = \frac{N_{\min}}{Q} = \frac{\bar{N}_{\min}}{q}; \quad \epsilon_{\max} = \frac{Q}{N_{\min}} = \frac{q}{\bar{N}_{\min}}. \quad (15.77)$$

Значением η_T учитываются все потери мощности как внутренние, присущие внутренним рабочим процессам, так и внешние, обусловленные конкретными условиями использования вырабатываемого холода, т.е. условиями сопряжения установки с охлаждаемым или термостатируемым телом¹, а также с окружающей средой.

Криостатирование — поддержание охлажденных тел при постоянной низкой температуре. Оно обеспечивает передачу теплоты q , выделяющейся внутри или притекающей снаружи из-за несовершенства изоляции, в окружающую среду.

Охлаждение и ожижение газов (или вымораживание) — понижение температуры газов при $p = \text{const}$ или $v = \text{const}$ вплоть до температуры конденсации и их конденсация, достигаемые с помощью холодильных или криогенных установок.

Если холодильная или криогенная установка работает благодаря подводу теплоты от источника, температура которого выше температуры окружающей среды T_0 , то для оценки степени термодинамического совершенства

¹ Термостатируемое тело — тело, температура которого поддерживается постоянной.

шенства таких установок удобно использовать эксергетический анализ (см. подразд. 6.4, 6.5).

При эксергетическом анализе обратных циклов необходимо иметь в виду, что весь цикл или часть его процессов располагается ниже температуры окружающей среды. В этом случае окружающая среда приобретает некоторую работоспособность по отношению к рабочему веществу, температура которого ниже температуры окружающей среды, однако следует учитывать, что эта работоспособность получена за счет прямого цикла.

Холодильные машины и установки. Отечественная промышленность выпускает холодильные установки в широком диапазоне температур конденсации T_k и испарения T_i с поршневыми или винтовыми компрессорами, а также с турбокомпрессорами холодопроизводительностью от нескольких ватт до 6500 кВт. Наряду с компрессорными машинами выпускаются теплоиспользующие абсорбционные бромисто-литиевые и пароводяные эжекторные холодильные машины. Производятся холодильные установки для сжижения углекислоты и производства сухого льда, льдогенераторы, термобарокамеры, кондиционеры, тепловые насосы и другое оборудование. В нашей стране впервые были созданы оригинальные регенеративные воздушные холодильные машины с вакуумным циклом.

Широкое применение получило использование холода на транспорте. Серийно выпускаются судовые, автомобильные, железнодорожные и другие транспортные холодильные установки.

Холодильный транспорт предназначен для перевозки скоропортящихся пищевых продуктов (мяса, рыбы, фруктов) при температуре, обеспечивающей сохранение хорошего качества этих продуктов от момента их производства до потребления, оборудованные холодильными установками, холодильно-нагревательными машинами, обогревательными установками или системами охлаждения с применением охлаждающих смесей, водного или сухого льда (CO_2), сжиженных газов. В изотермических вагонах, автомобилях, судах и контейнерах температура охлаждаемого помещения поддерживается постоянной.

Наиболее перспективным является применение рефрижераторных контейнеров, что позволяет повысить интенсивность погрузочно-разгрузочных работ (судно — вагон, судно — автомобиль, вагон — автомобиль) и сократить затраты на складские операции. При этом достигается экономия тары, сокращается количество рабочей силы, улучшается сохранность грузов за счет более высокой скорости доставки.

В настоящее время наиболее экономичными являются вагоны-термосы. Вагоны-термосы не имеют охлаждающих устройств и предназначены для перевозки скоропортящихся грузов (кроме свежих фруктов и овощей) на близкие расстояния (внутриобластные, внутригородские перевозки), а также для дальних перевозок консервов в весенний и осен-

ний периоды, животных жиров и замороженных грузов в зимний период года (при температуре охлаждаемого помещения 0 ... –20 °С в летний период) и грузов, требующих обогрева (при температуре помещения до +14 °С в зимний период), используют изотермические вагоны, автомобили, суда и контейнеры.

Развитие холодильного машиностроения идет по пути создания компрессоров со встроенными электродвигателями не только для малых, но и средних и крупных агрегатов. Это позволяет уменьшить размеры машин, улучшить охлаждение обмоток электродвигателя, повысить их надежность и уменьшить стоимость. Возрастающая потребность в больших количествах искусственного холода обуславливает развитие турбохолодильных машин повышенной мощности. В большом количестве производятся бытовые холодильники и кондиционеры разнообразных типов. Важное значение приобретают холодильные машины, работающие за счет использования вторичных энергоресурсов. Тепловые насосы находят применение для отопления и кондиционирования жилых помещений. Большинство холодильных машин полностью автоматизированы, с регулируемой холодопроизводительностью, чем обеспечивается сокращение затрат на обслуживание.

Эффективность работы холодильной установки в значительной степени зависит от свойств используемого в ней хладагента. Наиболее распространенными хладагентами являются *хладон 12 (R12)*, *хладон 22 (R22)* и *аммиак (R717)*. Кроме того, рабочими телами в холодильных машинах служит вода (*R718*) в абсорбционных бромисто-литиевых и пароежекторных машинах, *пропан (R290)* в пропановых турбохолодильных установках, воздух в воздушных холодильных машинах, полупроводники в малогабаритных холодильных установках и приборах, а также хладагенты *13 (R13)*, *хладон 142 (R142)* и др. К основным требованиям, предъявляемым к хладагенту, следует отнести:

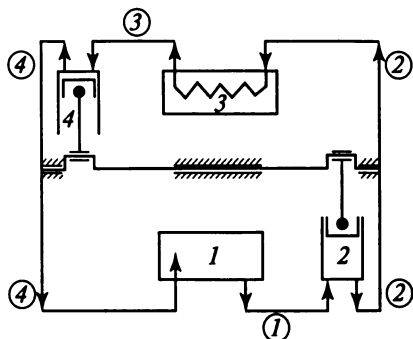
- обеспечение высокой термодинамической эффективности всех рабочих процессов и цикла в целом в заданном диапазоне температур;
- доступность;
- нетоксичность;
- инертность к конструкционным материалам и маслам;
- пожаро- и взрывобезопасность.

Рассмотрим некоторые наиболее распространенные типы холодильных установок.

Воздушные холодильные установки. В качестве рабочего тела в холодильной установке может использоваться воздух. В этом процессе подвод и отвод теплоты осуществляются, в отличие от цикла Карно, не в изотермических процессах, а в изобарных.

В воздушной холодильной установке используется охлаждающий эффект расширения сжатого воздуха. На рис. 15.37 приведена принципи-

Рис. 15.37. Схема воздушной холодильной установки



альная схема воздушной холодильной установки. В компрессоре 2 воздух от начального давления p_0 и температуры T_0 сжимается до давления p_k . При этом температура воздуха T_k будет значительно выше температуры окружающей среды. Сжатый воздух поступает в теплообменник 3, охлаждается окружающим воздухом или водой до температуры T_3 , теряя при этом теплоту Q_1 . Сжатый и охлажденный воздух поступает в детандер 4, в котором расширяется до начального давления p_0 . В процессе расширения воздуха его температура падает значительно ниже температуры окружающей среды. Из детандера холодный воздух поступает в охлаждаемое помещение (холодильную камеру) 1, охлаждает окружающие предметы, получая от них теплоту Q_2 , нагревается до температуры T_1 и вновь поступает в компрессор. Цифры 1–4 в кружках соответствуют параметрам характерных точек теоретического цикла и показывают изменение параметров воздуха после окончания процесса в элементе холодильной установки.

На рис. 15.38 показан теоретический цикл воздушной холодильной установки в системах координат $p-v$ и $T-s$. Линия 5–1 характеризует процесс всасывания воздуха в компрессор, 1–2 – процесс сжатия, 2–6 – процесс нагнетания (выталкивания) воздуха из компрессора в теплообменник, 3–4 – адиабатное расширение, 3–6 – вход воздуха в детандер, 5–4 – выход воздуха из детандера.

Поскольку работа расширения в адиабатном процессе совершается за счет внутренней энергии рабочего тела, температура последнего падает. Кроме того, учитывая, что поступающий в расширительный цилиндр воздух был предварительно охлажден в теплообменнике, температура рабочего тела на выходе из детандера оказывается существенно ниже температуры находящихся в холодильной камере 1 (см. рис. 15.37) и подлежащих охлаждению предметов. Благодаря этому в последующем изобарном процессе 4–1 (см. рис. 15.38) рабочее тело отбирает у них теплоту и нагревается до исходной температуры T_1 . При этом в $T-s$ -координатах заштрихованная площадь под изобарой эквивалентна отобранной у охлаждаемого объема теплоте Q_2 .

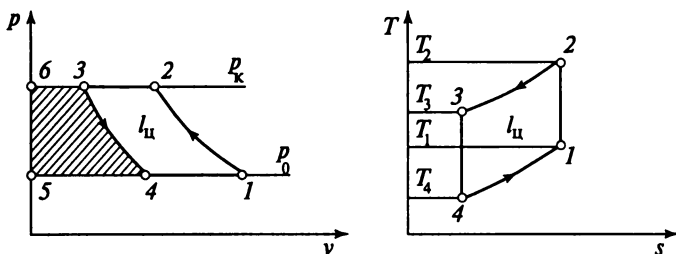


Рис. 15.38. Теоретический цикл воздушной холодильной установки в системах координат $p-v$ и $T-s$

Площадь $F_{5-1-2-6}$ эквивалентна работе, затраченной на привод компрессора, а заштрихованная площадь $F_{6-3-4-5}$ эквивалентна работе, полученной в детандере. Работа $l_{ц}$, затраченная на совершение цикла, равна разности работ компрессора $l_{ком}$ и детандера $l_{дет}$:

$$l_{ц} = l_{ком} - l_{дет}. \quad (15.78)$$

Холодильный коэффициент цикла воздушной холодильной машины

$$\epsilon = T_1 / (T_2 - T_1) = T_4 / (T_3 - T_4). \quad (15.79)$$

Температура T_3 задается температурой охлаждающей воды, а T_1 — температурой в охлаждаемом помещении. Потери энергии в компрессоре и детандере обуславливают низкую действительную экономичность воздушных холодильных установок.

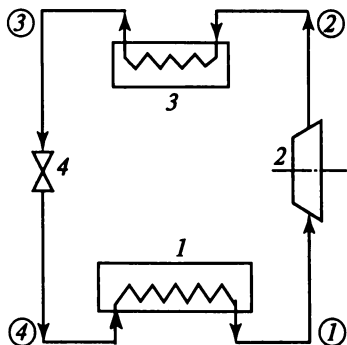
Основными достоинствами воздушных холодильных машин являются безвредность и доступность холодильного агента (воздуха).

При применении быстроходных турбокомпрессоров и турбо-детандеров (расширителей) воздушные холодильные машины обретают компактность и небольшую массу.

Парокомпрессорные холодильные установки. Процессы парообразования и конденсации в случае неизменных давлений протекают при соответствующих этим давлениям неизменных температурах. В связи с этим замена воздуха на легкокипящую жидкость, способную превращаться в пар при низких температурах, позволяет приблизиться по эффективности к обратному циклу Карно.

Эта идея используется в так называемых парокомпрессорных холодильных установках. В качестве рабочего тела (хладагента) в них могут применяться те вещества, у которых температура насыщения при атмосферном давлении ниже нуля по столбчатой шкале, а температура критической точки выше температуры окружающей среды. Эти легкокипящие жидкости должны иметь достаточно высокую, скрытую теплоту парообразования, поскольку от величины r зависит холодопроизводительность установки. В то же время они не должны вызывать коррозию ме-

Рис. 15.39. Схема парокомпрессорной холодильной установки



таллов, быть токсичными и отличаться чрезмерно высокой плотностью (чтобы не увеличивались затраты энергии на циркуляцию). К числу таких веществ относятся диоксиды углерода и серы, аммиак и многочисленные хладоны.

Прежде хладоны были основными *хладагентами*, используемыми для заполнения контуров холодильных установок. Однако в настоящее время от хладонов практически повсеместно отказались в связи с тем, что, как полагают многие экологи, входящий в их состав фтор оказывает существенное влияние на уменьшение толщины атмосферного озонового слоя, экранирующего Землю от опасного для живых существ космического излучения.

Циркулирующий в контуре холодильной установки хладагент из холодильной камеры 1 (рис. 15.39) поступает в компрессор 2, где адиабатно сжимается (рис. 15.40, а, б) в процессе 1–2, в результате чего происходит увеличение его степени сухости. Если адиабатное сжатие прекратить в тот момент, когда пар станет сухим насыщенным, и затем направить его в конденсатор 3, то в нем будет протекать изобарно-изотермическая конденсация (процесс 2–3). В результате отвода выделяющейся при конденсации теплоты можно добиться полного превращения пара в кипящую жидкость (точка 3). Если эту жидкость направить в местное сужение (дроссель) 4, то в результате дросселирования (процесс 3–4) при неизменном значении энтальпии рабочего тела будут понижаться его давление и температура. Учитывая необратимый характер дросселирования, этот процесс на графиках условно изображается пунктирной кривой. Чем меньше проходное сечение дросселирующего отверстия, тем ниже на выходе из дросселя 4 давление и соответствующая ему температура насыщения. Таким образом, использование дросселирующего клапана с переменным сечением позволяет произвольно изменять температуру хладагента на входе в холодильную камеру 1. Получаемый в результате дросселирования влажный насыщенный пар небольшой степени сухости поступает в теплообменник холодильной камеры.

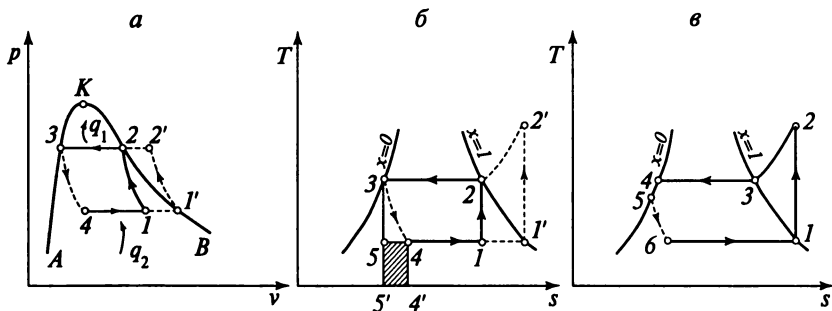


Рис. 15.40. Теоретические циклы парокомпрессорной холодильной установки:

а, б – идеализированные циклы; *в* – реальный цикл

Процесс парообразования $4-1$ в теплообменнике-испарителе протекает при постоянных давлении и температуре за счет теплоты, отбираемой у охлаждаемых предметов. При этом удельный объем, степень сухости, энтальпия и энтропия рабочего тела возрастают. Количество теплоты Q_2 , отбираемой от охлаждаемых предметов, определяется в $T-s$ -координатах площадью под процессом $4-1$. Поскольку в процессе дросселирования увеличение удельного объема не сопровождается совершением работы, необходимая для привода холодильной установки работа полностью определяется затратами энергии на привод компрессора ($l_u = i_1 - i_2$).

При адиабатных процессах (см. рис. 15.40, *а, б*) сжатия паров хладагента ($1-2$) и понижения давления конденсата в редукционном регулирующем вентиле ($3-4$) теоретический цикл паровой компрессорной установки тождественен обратному циклу Карно, так как процессы испарения ($4-1$) и конденсации хладагента ($2-3$) происходят не только при постоянном давлении, но и при постоянной температуре. Поэтому паровые компрессорные установки имеют более высокий, чем воздушные, холодильный коэффициент. Так как теплоемкость паров значительно выше теплоемкости воздуха, то паровые холодильные установки имеют большую удельную холодопроизводительность и меньшие габаритные размеры.

Вместо дросселирующего вентиля для понижения температур можно использовать и расширительный цилиндр. При этом установка работала бы по обратному циклу Карно $1-2-3-5-1$ (см. рис. 15.40, *б*). Тогда затраты энергии на ее привод определялись бы разностью между затратами на привод компрессора и положительной работой, получаемой при адиабатном расширении рабочего тела в детандере (адиабата $3-5$). Таким образом, затраты энергии на привод установки с дросселирующим вентилем оказываются большими на величину работы, получаемой в результате адиабатного расширения в детандере. Иными словами, в установке с

дросселирующим вентилем затраты энергии на привод компрессора не компенсируются частично положительной работой, получаемой при расширении в детандере. Кроме того, в сравнении с обратным циклом Карно в установках с дросселирующим вентилем уменьшается и количество отбираемой у охлаждаемых предметов теплоты (на величину заштрихованной площади $4'-4-5-5'$). Тем не менее, в парокомпрессорных холодильных установках используются не расширительные цилиндры, а дросселирующие вентили. Их применение при незначительном проигрыше экономичности позволяет существенно упростить конструкцию установки и разрешить проблемы, связанные с регулированием режимов ее работы.

Участки линий $A-K$ и $K-B$ (см. рис. 15.40, a) соответствуют отрезкам пограничных кривых жидкости и пара $p-v$ диаграммы парообразования хладагента. Если обозначить температуру в испарителе через T_1 , а температуру в конденсаторе через T_2 , то холодильный коэффициент паровой компрессионной холодильной установки

$$\varepsilon = T_2 / (T_1 - T_2). \quad (15.80)$$

Рассмотренный рабочий процесс парокомпрессорной холодильной установки со сжатием в компрессоре влажного пара имеет ряд недостатков, основными из которых являются возможность возникновения гидравлического удара в компрессоре и значительный теплообмен влажного пара со стенками компрессора и трубопроводов.

Остающийся во вредном пространстве компрессора влажный пар в начале процесса всасывания расширяется, а капли конденсата испаряются, что препятствует поступлению новых порций пара в компрессор. Переход от сжатия влажного пара к сжатию сухого насыщенного пара к так называемому сухому ходу компрессора (процесс $1'-2'$), устраняет опасность гидравлического удара и повышает производительность компрессора почти на 20–25%.

Если в компрессор поступает сухой насыщенный пар, то в конце сжатия он становится перегретым. В конденсаторе он охлаждается до температуры насыщения (конденсации), а затем конденсируется. Теоретический цикл $1'-2'-3-4-1'$, изображенный пунктиром на рис. 15.40, a , b , соответствует сухому ходу паровой компрессорной холодильной установки.

Холодопроизводительность установки при сухом ходе несколько повышается, но одновременно увеличиваются и затраты работы на сжатие пара, поэтому теоретический холодильный коэффициент несколько снижается. Однако рост производительности установки и уменьшение потерь от теплообмена приводят к тому, что экономичность действительного цикла при сухом ходе выше, чем при сжатии влажного пара.

При работе компрессионной холодильной установки с сухим ходом в области большого интервала температур, когда температура кипения в

испарителе ниже $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$, возрастают степень повышения давления в компрессоре и температура паров хладагента после сжатия. Это приводит к снижению производительности компрессора и большим тепловым потерям в конденсаторе при охлаждении сжатого пара до температуры конденсации, поэтому при степени повышения давления в компрессоре больше 8 применяют двухступенчатое сжатие хладагента с промежуточным охлаждением.

Выбор давлений в испарителе и конденсаторе, т.е. до и после компрессора, производится с помощью специальных таблиц по минимальной температуре, которую необходимо обеспечить в холодильной камере, и температуре охлаждающей среды конденсатора (воздух или вода). Так, например, если определяют показатели аммиачной холодильной установки с температурой в холодильной камере $-12\text{ }^{\circ}\text{C}$ и воздушным охлаждением конденсатора при температуре $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$, то давление в испарителе должно быть меньше 0,273 МПа, а в конденсаторе больше 0,874 МПа, так как указанные давления и соответствующие им температуры являются параметрами кипения и конденсации.

Использование изотерм для подвода q_1 и отвода q_2 теплоты позволяет приблизить цикл парокомпрессорной холодильной установки по эффективности к обратному циклу Карно. О существенно большей экономичности парокомпрессорных холодильных установок в сравнении с воздушными установками свидетельствует и тот факт, что отношение холодильных коэффициентов ϵ оказывается для них достаточно высоким и достигает 0,85.

В отличие от рассмотренного на рис. 15.40, *а, б* идеализированного цикла в реальных парокомпрессорных установках из теплообменника-испарителя холодильной камеры в компрессор поступает не влажный, а сухой или даже несколько перегретый пар (рис. 15.40, *в*), что позволяет уменьшить теплообмен между стенками цилиндра *1* (см. рис. 15.39) и рабочим телом, а также улучшить условия смазывания цилиндра. Кроме того, в конденсаторе имеет место некоторое переохлаждение рабочего тела (участок изобары 4–5 на рис. 15.40, *б*), что способствует возрастанию отводимой в цикле теплоты и увеличивает холодильный коэффициент установки (5–6 – процесс дросселирования).

Абсорбционные холодильные установки. Наиболее сложными агрегатами компрессорной холодильной установки в конструктивном отношении и в обслуживании являются поршневой компрессор и его силовой привод. Возможность создания холодильной установки без механического компрессора, а следовательно, и без силового привода известна давно. В 1862 г. Корре предложил так называемую абсорбционную холодильную установку, совершающую термохимический цикл, для осуществления которого требуется затрата не механической работы, а теплоты.

Особенностью абсорбционной холодильной установки является использование для сжатия паров хладагента не механического, а термохи-

мического компрессора. В качестве рабочего тела абсорбционных установок наиболее широко используется водоаммиачный раствор, в котором аммиак применяется в качестве хладагента, а вода – абсорбента. Хладагент должен иметь низкую температуру кипения и растворяться или поглощаться вторым рабочим телом, которое может быть как жидким, так и твердым. Второе вещество, поглощающее (абсорбирующее) хладагент, называется абсорбентом.

Схема простейшей абсорбционной установки приведена на рис. 15.41. В генераторе 2 при подводе внешней теплоты Q происходит выпаривание хладагента из концентрированного водоаммиачного раствора при максимальном давлении в системе. Получающийся из водоаммиачного раствора аммиак поступает в конденсатор 1, где конденсируется при том же давлении, отдавая теплоту Q_1 , а слабый водоаммиачный раствор для обогащения аммиаком направляется в абсорбер 5 через регулирующий вентиль 3. Жидкий аммиак из конденсатора 1 поступает через регулирующий редукционный вентиль 7 в испаритель 6, в котором давление значительно ниже, чем в генераторе 2 и конденсаторе 1. В испарителе аммиак кипит с поглощением теплоты Q_2 охлаждаемого холодильной установкой тела (или помещения). Из испарителя пары аммиака поступают в абсорбер 5, где они поглощаются слабым водоаммиачным раствором, перетекающим через регулирующий вентиль 3 из генератора 2. Процесс в абсорбере идет с выделением теплоты и происходит при минимальном для всей системы давлении. Интенсивное поглощение аммиака в абсорбере как бы отсасывает аммиачные пары из испарителя и тем самым поддерживает в нем непрерывный процесс кипения. Выделяющаяся в абсорбере теплота Q' поглощается системой охлаждения (водяной или воздушной).

Так как давление в генераторе значительно выше, чем в абсорбере, то движение паров аммиака из генератора в конденсатор, и далее конденсата через регулирующий вентиль в испаритель, а также движение слабого раствора из генератора в абсорбер осуществляется самопроизвольно под действием перепада давления. Перекачивание крепкого водоаммиачного раствора из абсорбера в генератор обеспечивается насосом 4. Следовательно, для работы абсорбционной холодильной установки требуется значительно меньше механической энергии на привод насоса, чем для привода компрессора.

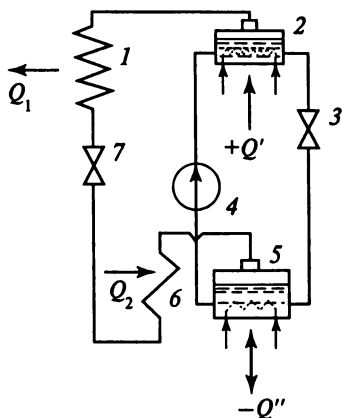


Рис. 15.41. Схема абсорбционной холодильной установки

Абсорбционная установка, рассчитанная на работу с малым перепадом давления между генератором и абсорбером, может быть выполнена безнасосной. В этом случае движение водоаммиачного раствора осуществляется благодаря разности его плотностей на различных участках контура циркуляции, т.е. используется так называемая термосифонная циркуляция.

Безнасосные абсорбционные холодильные установки малой производительности широко используются при изготовлении холодильных шкафов (домашних холодильников).

Абсорбционные холодильные установки имеют ряд преимуществ в сравнении с компрессионными, основным из которых являются: возможность использования для получения холода теплоты пара, горячей воды или дымовых газов; малый расход электроэнергии на привод насоса; отсутствие компрессора и быстро изнашивающихся узлов.

Основными недостатками абсорбционных установок по сравнению с компрессионными являются большие габаритные размеры и масса; значительный расход охлаждающей воды и теплоты на единицу получаемого холода.

При работе с электрическим нагревателем, когда нет возможности использовать дешевую теплоту пара или горячей воды, экономичность абсорбционной установки будет значительно ниже компрессионной.

Пароэжекторные холодильные установки. В пароэжекторной холодильной установке пары рабочего тела (обычно воды) при низких значениях давления и температуры поступают в эжектор, в котором сжимаются до необходимого давления за счет энергии подводимого от котельной установки пара. Использование для сжатия вместо компрессора эжектора объясняется большими значениями удельного объема сухого насыщенного пара при низких температурах насыщения. Для необходимого повышения давления такого пара потребовался бы чрезмерно громоздкий компрессор, в эжекторе сжатие реализуется за счет энергии дешевого пара с низкими параметрами.

Из эжектора пар направляется в конденсатор, где превращается в жидкость. Некоторая часть получаемой жидкости вновь закачивается насосом в контур котельной установки, в то время как остальная жидкость подвергается дросселированию, в результате чего при понижении давления и температуры образуется влажный пар небольшой степени сухости. В теплообменнике-испарителе этот пар подсушивается при постоянных температуре и давлении, отбирая теплоту у охлаждаемых предметов, а затем вновь поступает в паровой эжектор.

Поскольку затраты механической энергии на перекачивание жидкой фазы в абсорбционных и пароэжекторных холодильных установках очень малы, ими пренебрегают, и эффективность установок оценивается коэффициентом теплоиспользования, представляющим собой отноше-

ние отбираемой от охлаждаемых предметов теплоты к теплоте, используемой для реализации циклов,

$$\epsilon_T = q_2/q_1. \quad (15.81)$$

Сопоставление коэффициента теплоиспользования ϵ_T с холодильным коэффициентом достаточно сложно. Однако можно констатировать, что пароежекторные и абсорбционные холодильные установки дают возможность вместо дорогостоящей механической энергии использовать для получения холода относительно дешевую тепловую энергию теплоносителей с невысокими значениями температуры, что делает применение экономически оправданным.

Принцип действия эжекторной холодильной машины может быть рассмотрен на примере пароежекторной холодильной машины «17Э» (рис. 15.42). Машина имеет холодопроизводительность 700 кВт при температуре воды 282 К на выходе из испарителя 5. В парогенератор 1 подводится теплота Q_k , водяной пар ($T \approx 423 \dots 473$ К; $p \approx 0,7$ МПа) направляется в эжектор 2. В узкой части эжектора давление струи уменьшается, в связи с чем подсасывается водяной пар из испарителя 5. За эжектором давление повышается, и пары направляются в конденсатор 6. Сконденсированная вода из конденсатора 6 подается частично в испаритель 5 через редукционный вентиль и частично насосом 7 обратно в парогенератор 1. В испарителе 5 температура воды понижается за счет испарения, и охлажденная вода насосом 4 прокачивается через теплообменник нагрузки 3, где к ней подводится теплота Q , и через клапан сбрасывается обратно в испаритель 5.

Тепловые насосы. При работе холодильных установок отбираемая от охлаждаемых предметов теплота передается «верхнему» или «горячему» источнику теплоты, в качестве которого обычно используется окружающая среда — чаще всего либо вода, либо окружающий установку воздух. Если речь идет о некотором замкнутом помещении, то температура воздуха в нем за счет работы холодильной установки должна постепенно подниматься. Таким образом, при определенных затратах энергии теплота «перекачивается» установкой от охлаждаемых предметов в имеющую большую температуру окружающую среду. Следовательно, существует возможность использовать источники теплоты с относительно невысокими температурами для отопления. Подобный способ отопления ока-

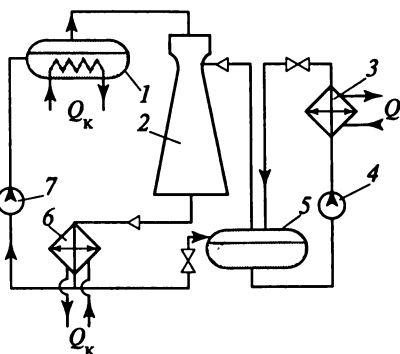


Рис. 15.42. Принципиальная схема пароежекторной холодильной машины

зывается в итоге более выгодным, нежели непосредственное использование для этих целей тепловой энергии, выделяющейся при сгорании топлива.

Соответствующие установки, применяемые для повышения температуры в помещении за счет низкотемпературных источников энергии, называются *тепловыми насосами* и с каждым годом находят в мире все большее распространение. Эффективность теплового насоса определяется коэффициентом трансформации теплоты μ_q (см. подразд. 5.6).

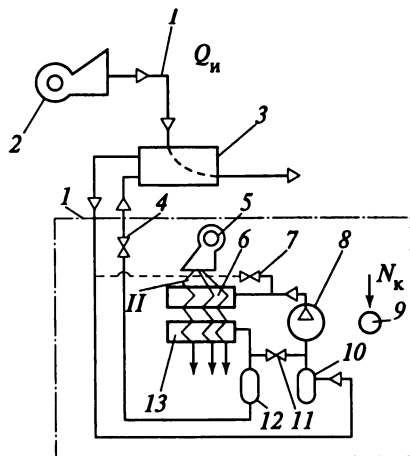
Как и холодильный коэффициент ϵ , коэффициент μ_q возрастает при понижении температуры «верхнего» источника теплоты T_1 и при повышении температуры «нижнего» источника теплоты T_2 . Следовательно, эффективность тепловых насосов возрастает в том случае, если для повышения температуры отапливаемого помещения используется источник теплоты с возможно более высокой температурой T_2 . В связи с этим дополнительным преимуществом реальных тепловых насосов является возможность при соответствующем переключении понижать температуру в помещении в летний период, т.е. использовать их для кондиционирования воздуха. В этом случае отводимая при кондиционировании воздуха энергия может аккумулироваться в некотором тепловом аккумуляторе, повышая его температуру. В зимний период этот тепловой аккумулятор в комбинации с тепловым насосом используется для отопления. В этом плане особые выгоды обещает совместное использование тепловых насосов и сезонных аккумуляторов теплоты (САТ). Последние представляют собой участки грунта или подземные резервуары, аккумулирующие в летний период солнечную энергию, а в зимний период отдающие ее для отопительных целей.

Одинаковый принцип работы холодильных машин и тепловых насосов позволяет в одном агрегате вырабатывать как холод, так и теплоту, обеспечивая одновременно тепло- и хладоснабжение потребителя. Обычно такое сочетание является экономически выгодным. Источниками теплоты для теплового насоса, используемого для отопления, могут быть воздух, вода и грунт. Приемником теплоты является отапливаемое помещение. Если температура источника теплоты изменяется (например, суточное изменение температуры воздуха), то эффективность теплового насоса также изменяется.

Схема отопления помещения тепловым насосом показана на рис. 15.43. Наружный воздух вентилятором (или вода насосом) прокачивается через испаритель и отдает теплоту Q_0 кипящему в испарителе рабочему телу цикла. Пары из испарителя отсасываются компрессором, сжимаются и поступают в охладитель и конденсатор. Вентилятор (или насос) прокачивает комнатный воздух или воду из системы отопления через охладитель и конденсатор, и в результате в помещение передается теплота $Q = Q_0 + N_k$.

Рис. 15.43. Принципиальная схема отопления помещения тепловым насосом:

1 – отапливаемое помещение; 2 и 5 – вентиляторы; 3 – испаритель; 4 – дроссель; 6 – охладитель; 7 – вентиль для отогрева испарителя; 8 – компрессор; 9 – электродвигатель; 10 – отделитель жидкости; 11 – регулировочный вентиль; 12 – ресивер; 13 – конденсатор; I – наружный воздух; II – воздух из помещения



В качестве примера приведем характеристики теплового насоса НТ 80. Он работает по простейшей схеме одноступенчатого сжатия с поршневым компрессором в двух режимах – тепло- или хладоснабжения.

В испарителе теплового насоса теплота рабочему телу цикла (R12) может передаваться от водопроводной, артезианской или термальной воды. В режиме теплоснабжения теплопроизводительность насоса достигает 130 кВт при температуре в испарителе не ниже $+6^{\circ}\text{C}$. Потребителю подается $7,2 \text{ м}^3/\text{ч}$ нагретой до $+58^{\circ}\text{C}$ воды. В режиме хладоснабжения холодопроизводительность достигает 163 кВт при температуре в испарителе $+5^{\circ}\text{C}$ и температуре конденсации $+30^{\circ}\text{C}$. Потребителю может подаваться до $20 \text{ м}^3/\text{ч}$ воды, охлажденной до $+5^{\circ}\text{C}$, или холодный теплоноситель (рассол) с температурой до -25°C . Холодопроизводительность при $t_{\text{н}} = -25^{\circ}\text{C}$ не превышает 40 кВт. Общая потребляемая мощность составляет 43 кВт. Тепловой насос автоматизирован. Переключение с режима теплоснабжения на режим хладоснабжения осуществляется вручную.

Криогенные установки и системы. В отечественной промышленности сформировалась отрасль криогенного машино- и аппаратостроения, серийно выпускающая различные гелиевые установки, воздухоразделительные установки производительностью по газообразному кислороду в одном агрегате до 70 тыс. $\text{м}^3/\text{ч}$, установки для получения жидких и сжатых криогенных продуктов (кислорода, азота, гелия и др.), оборудование для хранения и транспортирования криогенных продуктов, газификаторы, гелиевые криостаты, насосы для криогенных жидкостей и т.п. Созданы оригинальные криогенные гелиевые рефрижераторные и ожижительные установки различной холодопроизводительности (КГУ-500/4,5; КГУ-250/4,6, КГУ-1600/4,5 «Пингвин» и др.). Освоен выпуск микрокриогенного оборудования для различных областей приборостроения и газовых машин ЗИФ-1000 и АЖ-0,05 для получения жидкого азота.

Наибольшее распространение в практике получили установки, рабочими телами которых являются метан (природный газ), воздух (азот, кислород), водород и гелий. По наиболее часто используемому диапазону температур кипения этих хладагентов установки условно называют установками азотного (температуры 65 ... 80 К), водородного (14 ... 25 К) или гелиевого (1 ... 5 К) уровня.

Широкое применение криогенные установки находят на судостроительных и судоремонтных заводах, в первую очередь для получения жидкого кислорода, используемого при выполнении сварочных работ.

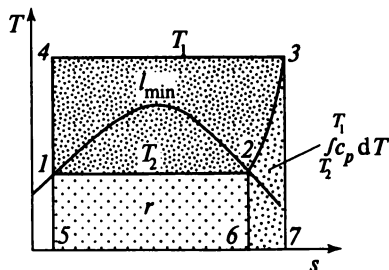
Криогенные воздухоразделительные установки весьма энергоемки. Удельный расход энергии при получении газообразного кислорода в установке КТ-70 составляет 0,403 кВт·ч/м³, а общая потребляемая мощность достигает 28 МВт. Удельный расход энергии на производство жидких продуктов еще больше. Поэтому при создании таких установок важно добиваться сокращения потерь, связанных с необратимостью рабочих процессов, повышать эффективность циклов и надежность установок, совершенствовать конструкции машин, теплообменных аппаратов, улучшать изоляцию при одновременном снижении металлоемкости.

Для ожижения гелия созданы криогенные гелиевые установки. Наиболее крупные из них имеют производительность около 2 тыс. л/ч жидкого гелия. На практике распространены гелиевые ожижители и рефрижераторные установки производительностью в режиме ожижения 10–100 л/ч жидкого гелия. К их числу относится гелиевая установка КГУ-250/4,5, которая обеспечивает получение 90 л/ч жидкого гелия на номинальном режиме или в рефрижераторном режиме 250 Вт на уровне 4,5 К. Установка снабжена гелиевым компрессором 17 (305 НП-20/30) производительностью 1200 м³/ч с двигателем мощностью 200 кВт. Установка работает по циклу среднего давления с двумя турбодетандерами.

Глубокое охлаждение. Сжижение газов имеет для народного хозяйства весьма важное значение. Чтобы превратить в жидкость какой-либо газ, необходимо, чтобы его температура была ниже температуры и параметров критической точки. Только в этом случае возможно одновременное равновесное сосуществование жидкой и газообразной фаз. Сжижение газов можно обеспечить с помощью машины, совершающей обратный, или холодильный, цикл. Теоретически наименьшая механическая работа будет затрачена в обратимом цикле.

Допустим, что газ охлаждается от температуры T_1 (точка 3 на рис. 15.44) до температуры T_2 (точка 1). Газ от состояния в точке 3 изотермически сжимается (точка 4), причем удельное количество теплоты $q_1 = T_1(s_3 - s_4)$ переходит к окружающей среде. В результате следующего адиабатного расширения (точка 1, процесс 4–1) получается сжиженный газ. По такой схеме затрачивается только минимальная удельная работа $l_{\min}$. Минимальная работа сжижения равна сумме работ, затрачиваемых

Рис. 15.44. Термодинамический цикл сжижения газов



для охлаждения газа и отнятия от него полной теплоты парообразования:

$$l_{\min} = l_{3-2} + l_{2-1}. \quad (15.82)$$

Минимальная удельная работа идеального цикла на рис. 15.44 изображается площадью 3–4–1–2–3 и равна разности двух площадей: площади 3–7–5–4–3, равной произведению $T_1(s_7 - s_5)$, и площади

3–2–1–5–6–7–3, равной $q_2 = \int_{T_2}^{T_1} c_p dT + r = i_3 - i_1$, откуда

$$l_{\min} = T_1(s_7 - s_5) - (i_3 - i_1). \quad (15.83)$$

В реальном цикле будет затрачена бóльшая работа, необходимая для сжижения газа, чем в идеальном, на величину, определяемую потерей работоспособности вследствие необратимости процесса:

$$l_{\text{необр}} = l_{\text{обр}} + T_0 \Delta s, \quad (15.84)$$

где T_0 — температура окружающей среды.

Идеальный цикл практически неосуществим, так как для получения состояния в точке 4 необходимо создавать давление в десятки мегапаскалей, чтобы при адиабатном процессе 4–1 попасть на пограничную кривую жидкости. Поэтому реализовать этот цикл не представляется возможным.

В настоящее время холодильная техника для сжижения газов располагает большим количеством самых разнообразных аппаратов, в которых используются два метода: эффект *дросселирования* (эффект Джоуля–Томсона) и адиабатное расширение газа с отдачей внешней работы.

Впервые цикл высокого давления с однократным дросселированием был осуществлен К. Линде и в технике известен как цикл Линде. В установке Линде используется регенеративный принцип, который заключается в непрерывном понижении температуры при дросселировании для последующего охлаждения новой порции газа. Процесс непрерывного понижения температуры продолжается до тех пор, пока не наступит температура сжижения газа.

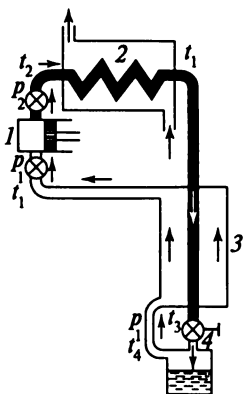


Рис. 15.45. Схема установки высокого давления для сжижения газа по методу Линде

На рис. 15.45 показана простейшая схема установки высокого давления с однократным дросселированием для сжижения воздуха по методу Линде. В компрессоре 1 воздух сжимается адиабатно от давления p_1 до p_2 , причем температура возрастает с t_1 до t_2 . Сжатый воздух охлаждается водой в холодильнике 2 до температуры t_1 . Охлажденный сжатый воздух при давлении p_2 поступает в противоточный теплообменник 3, где охлаждается до температуры t_3 холодным воздухом. После теплообменника охлажденный сжатый воздух дросселируется в дроссельном вентиле 4 до давления p_1 , при этом температура воздуха падает до t_4 . Газ

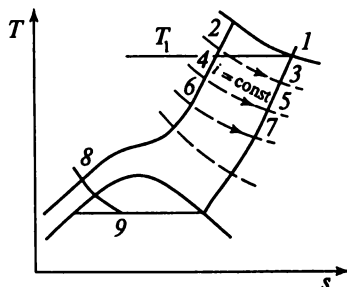
при t_4 , проходя через теплообменник, нагревается до t_1 , отнимая теплоту от воздуха высокого давления, температура которого понижается до t_3 . Воздух теплообменника с температурой t_1 снова идет в компрессор, и цикл непрерывно повторяется. Сжатый газ через теплообменник направляется к дроссельному вентилю, в котором происходит непрерывное дросселирование воздуха. Наконец, охлаждение воздуха высокого давления будет столь значительным, что после очередного дросселирования он превращается во влажный пар, из которого можно отделить небольшую часть жидкого воздуха. На этом заканчивается предварительный пусковой период и начинается процесс сжижения воздуха в установившемся состоянии.

На рис. 15.46 изображен процесс постепенного охлаждения воздуха на диаграмме Ts .

Изотермически сжатый от состояния в точке 1 до состояния в точке 2 газ дросселируется в вентиле, в результате чего температура газа понижается до состояния в точке 3. Температура состояния в точке 3 на несколько градусов ниже температуры среды T_1 . Весь дросселированный газ (состояние в точке 3) направляется в противоточный регенератор, где он охлаждает новую порцию сжатого от давления p_1 до p_2 (состояние в точке 4). Если затем охлажденный газ этого состояния также подвергнуть дросселированию, то будет получен газ (точка 5) с более низкой температурой.

Газ состояния в точке 5 в свою очередь используется для охлаждения сжатого газа уже до состояния в точке 6, а в результате дросселирования достигается состояние в точке 7 и т.д. Через некоторое время газ будет иметь состояние в точке 8, а после дросселирования — состояние в точке 9. Так как точка 9 лежит в области влажного пара, то газ состоит из сме-

Рис. 15.46. Процесс постепенного охлаждения воздуха



си жидкости и сухого пара. Если открыть выпускной вентиль, то можно получить некоторое количество сжиженного газа.

При установившемся режиме сжижения газа с однократным дросселированием можно найти коэффициент выработки сжижаемого газа по уравнению:

$$g = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_0}, \quad (15.85)$$

где i_1 , i_2 — энтальпии газов при давлениях соответственно 0,1 МПа и p_2 , МПа; i_0 — энтальпия сжижаемого газа при давлении 0,1 МПа.

Второй метод, применяемый при сжижении газов, заключается в адиабатном расширении газа с отдачей внешней работы. Наиболее совершенную установку для сжижения воздуха создал академик П.Л. Капица в нашей стране по циклу низкого давления с использованием турбодетандера.

15.6. Системы теплоснабжения промышленных предприятий

Основные элементы систем теплоснабжения, теплоносители. *Теплоснабжение промышленных предприятий* — это снабжение теплотой с помощью теплоносителя систем отопления, вентиляции, горячего водоснабжения промышленных зданий и технологических потребителей.

Интенсификация использования энергетических ресурсов в нашей стране сопровождается ростом теплопотребления промышленных предприятий различных отраслей народного хозяйства, составляющего в настоящее время в общем балансе страны около 56%.

Теплоснабжение в ряде случаев имеет суммарные затраты, превышающие 50% общих производственных затрат. Они часто определяются стоимостью не столько используемых энергоресурсов, сколько соответствующих систем теплоснабжения.

Совокупность устройств, являющихся источниками теплоты, тепловых сетей, систем распределения и использования (абонентских вводов и потребителей теплоты) называется *системой теплоснабжения*.

Системы теплоснабжения создают с учетом вида и параметров теплоносителя, максимального часового расхода теплоты, изменения потребления теплоты во времени (в течение суток, года), а также с учетом способа использования теплоносителя потребителями.

В системах теплоснабжения используются следующие источники теплоты: ТЭЦ, КЭС, районные котельные (централизованные системы); групповые (для группы предприятий, жилых кварталов) и индивидуальные котельные; АЭС, АТЭЦ, СЭУ, а также геотермальные источники пара и воды; вторичные энергоресурсы (особенно на предприятиях, где преобладают высокотемпературные процессы).

Централизованные системы теплоснабжения обеспечивают потребителей теплотой низкого и среднего потенциала (до 350 °С), на выработку которой затрачивается около 25% добываемого в стране топлива. Теплота, как известно, является одним из видов энергии, поэтому при решении основных вопросов энергоснабжения отдельных объектов и территориальных районов теплоснабжение должно рассматриваться совместно с другими энергообеспечивающими системами — электро- и газоснабжением.

Система теплоснабжения состоит из следующих основных элементов (инженерных сооружений): источника теплоты, тепловых сетей, абонентских вводов и местных систем теплоснабжения.

Полученную в источнике теплоту передают тому или иному теплоносителю (вода, пар), который транспортируют по тепловым сетям к абонентским вводам потребителей.

В зависимости от организации движения теплоносителя системы теплоснабжения могут быть замкнутыми, полужамкнутыми и разомкнутыми.

В *замкнутых* (закрытых) *системах* потребитель использует только часть тепла, содержащегося в теплоносителе, а сам теплоноситель вместе с оставшимся количеством теплоты возвращается к источнику, где снова пополняется теплотой (двухтрубные закрытые системы). В *полужамкнутых системах* у потребителя используется и часть поступающей к нему теплоты, и часть самого теплоносителя, а оставшиеся количества теплоносителя и теплоты возвращаются к источнику (двухтрубные открытые системы). В *разомкнутых* (открытых) *системах* как сам теплоноситель, так и содержащаяся в нем теплота полностью используются у потребителя (однотрубные системы).

Закрытые водяные системы характеризуются стабильностью качества теплоносителя, поступающего к потребителю (качество воды как теплоносителя соответствует в этих системах качеству водопроводной воды); простотой санитарного контроля установок горячего водоснабжения и контроля герметичности системы. К недостаткам таких систем относятся сложность оборудования и эксплуатации вводов к потребителям; кор-

розия труб из-за поступления недеаэрированной водопроводной воды, возможность выпадения накипи в трубах.

В открытых водяных системах теплоснабжения можно применять однотрубные схемы с низкопотенциальными тепловыми ресурсами; они имеют более высокую долговечность оборудования вводов к потребителям. К недостаткам открытых водяных систем следует отнести необходимость увеличения мощности водоподготовительных установок, рассчитываемых на компенсацию расходов воды, отбираемой из системы; нестабильность санитарных показателей воды, усложнение санитарного контроля и герметичности системы.

На абонентских вводах происходит переход теплоты (а в некоторых случаях и самого теплоносителя) из тепловых сетей в местные системы теплоснабжения. При этом в большинстве случаев обеспечивается утилизация неиспользованной в местных системах отопления и вентиляции теплоты для приготовления воды систем горячего водоснабжения.

На вводах происходит также местное (абонентское) регулирование количества и потенциала тепла, передаваемого в местные системы, и осуществляется контроль за работой этих систем.

В зависимости от принятой схемы ввода (т.е. в зависимости от принятой технологии перехода теплоты из тепловых сетей в местные системы) расчетные расходы теплоносителя в системе теплоснабжения могут изменяться в $1,5 \div 2$ раза, что свидетельствует о весьма существенном влиянии абонентских вводов на экономику всей системы теплоснабжения.

Централизованное теплоснабжение на базе комбинированного производства электроэнергии и теплоты на ТЭЦ называется *теплофикацией* (см. подразд. 5.5). Теплофикация является особенностью отечественного теплоснабжения. Теплоснабжение от всех ТЭЦ в нашей стране обеспечивает около 40% тепловой энергии, потребляемой в промышленности и коммунальном хозяйстве. На новых отечественных ТЭЦ устанавливаются теплофикационные турбоагрегаты единичной мощностью до 250 МВт, создаются предпосылки для развития тепловых сетей, в которых будет применяться в качестве теплоносителя перегретая вода с температурой 170 ... 200 °С.

Автоматизированные АТЭЦ также способствуют дальнейшему развитию централизованного теплоснабжения (особенно в европейской части страны) с одновременным решением экологических проблем. Сооружение АТЭЦ экономически целесообразно при тепловой нагрузке, превышающей 6 тыс. ГДж/ч. При этих условиях могут использоваться серийные реакторы. Для меньших мощностей целесообразно применение атомных отопительных котельных.

В системах теплоснабжения в качестве теплоносителя используются *вода и водяной пар*. В зависимости от рода теплоносителя системы теплоснабжения делят на водяные (преимущественно для теплоснабжения сезонных потребителей теплоты и горячей воды) и *паровые* (в основном

для технологического теплоснабжения, когда необходим высокотемпературный теплоноситель).

Практика теплоснабжения показала ряд преимуществ воды как теплоносителя по сравнению с паром:

температура воды в системах теплоснабжения изменяется в широких пределах (30 ... 200 °С);

более полно используется теплота;

отсутствуют потери конденсата, меньше потери теплоты в сетях;

большая теплоаккумулирующая способность, чем другие распространенные теплоносители, возможность транспортирования воды на большие расстояния без существенной потери ее энергетического потенциала, т.е. ее температуры (понижение температуры воды в крупных системах составляет менее 1 °С на 1 км пути);

водяные системы позволяют сохранить в чистоте конденсат греющего воду пара без устройства дорогих и сложных паропреобразователей, в то время как при паровых системах конденсат возвращается от потребителей нередко загрязненным и далеко не полностью (40 ... 50%), что требует значительных затрат на его очистку и приготовление добавочной питательной воды котлов;

меньшая стоимость присоединений к тепловым сетям местных водяных систем отопления, а при открытых системах еще и местных систем горячего водоснабжения;

возможность центрального (у источника тепла) регулирования отпуска тепла потребителям изменением температуры воды;

простота эксплуатации — отсутствие у потребителей неизбежных при паре конденсатоотводчиков и насосных установок по возврату конденсата.

Вместе с тем, водяные системы теплоснабжения имеют следующие недостатки:

требуется значительный расход электроэнергии на перекачку воды;

имеется возможность утечки воды из системы при аварии;

большая плотность теплоносителя и жесткая гидравлическая связь между участками системы обуславливают возможность появления механических повреждений системы в случае превышения допустимого давления (гидравлические удары);

температура воды может оказаться ниже заданной по технологическим условиям.

При выборе в качестве теплоносителя пара учитывается следующее:

пар имеет постоянное давление 0,2–4 МПа и соответствующую (для насыщенного пара) температуру, а также большую (в несколько раз), по сравнению с водой, удельную энтальпию;

пар обладает большей универсальностью, заключающейся в возможности удовлетворения всех видов теплопотребления, включая технологические процессы;

требуется меньший расход электроэнергии на перемещение теплоносителя (расход электроэнергии на возврат конденсата в паровых системах весьма невелик по сравнению с затратами электроэнергии на перемещение воды в водяных системах);

незначительность создаваемого гидростатического давления вследствие малой удельной плотности пара по сравнению с плотностью воды;

при транспортировании пара возникают большие потери давления и теплоты, поэтому паровые системы целесообразны в радиусе 6–15 км, а водяные системы теплоснабжения имеют радиус действия 30–60 км;

эксплуатация протяженных паропроводов очень сложна (необходимость сбора и перекачки конденсата и др.);

паровые системы имеют более высокие удельную стоимость сооружения паропроводов, паровых котлов, коммуникаций и эксплуатационные затраты по сравнению с водяными системами теплоснабжения.

Область применения в качестве теплоносителя горячего воздуха (или его смеси с продуктами сгорания топлива) ограничена некоторыми технологическими установками, например, сушильными, а также системами вентиляции и кондиционирования воздуха. Расстояние, на которое целесообразно транспортировать горячий воздух в качестве теплоносителя, не превышает 80 м.

Для упрощения и снижения затрат на трубопроводы в системах тепло-снабжения целесообразно применять один вид теплоносителя.

Типы систем теплоснабжения. В народном хозяйстве страны используется значительное количество различных типов систем теплоснабжения.

Водяные системы теплоснабжения в зависимости от числа теплопроводов в тепловой сети могут быть одно-, двух-, трех-, четырехтрубными и комбинированными, если число труб в тепловой сети не остается постоянным. Некоторые упрощенные принципиальные схемы указанных систем приведены на рис. 15.47, 15.48.

Однотрубные (разомкнутые) системы (рис. 15.47, а) целесообразны только тогда, когда среднечасовой расход сетевой воды, подаваемой на нужды отопления и вентиляции, совпадает со среднечасовым расходом воды, потребляемой для горячего водоснабжения. Но для большинства районов нашей страны, кроме самых южных, расчетные расходы сетевой воды, подаваемой на нужды отопления и вентиляции, оказываются больше расхода воды, потребляемой для горячего водоснабжения. При таком дисбалансе указанных расходов неиспользованную для горячего водоснабжения воду приходится отправлять в дренаж, что является очень неэкономичным. В связи с этим наибольшее распространение в нашей стране получили *двухтрубные системы теплоснабжения*: открытые (полузамкнутые) (рис. 15.47, б) и закрытые (замкнутые) (рис. 15.47, в).

При значительном удалении источника теплоты от теплоснабжаемого района целесообразны *комбинированные системы теплоснабжения*,

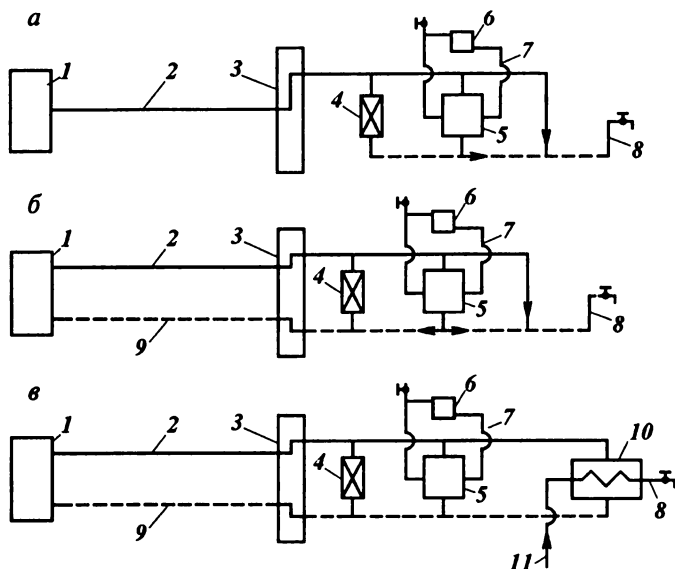


Рис. 15.47. Принципиальные схемы водяных систем теплоснабжения:

а – однотрубной (разомкнутой); *б* – двухтрубной (открытой); *в* – двухтрубной закрытой (замкнутой); 1 – источник теплоты; 2, 9 – соответственно подающий и обратный трубопроводы теплосети; 3 – абонентский ввод; 4 – калорифер вентиляции; 5 – абонентский теплообменник отопления; 6 – нагревательный прибор; 7 – трубопроводы местной системы отопления; 8 – местная система горячего водоснабжения; 10 – теплообменник горячего водоснабжения; 11 – холодный водопровод

представляющие собой сочетание однотрубной системы и полузамкнутой двухтрубной системы (рис. 15.48, *а*). В такой системе входящий в состав ТЭЦ пиковый водогрейный котел размещается непосредственно в теплоснабжаемом районе, образуя дополнительную водогрейную котельную. От ТЭЦ до котельной подается по одной трубе только такое количество высокотемпературной воды, которое необходимо для горячего водоснабжения. Внутри же теплоснабжаемого района устраивается обычная полузамкнутая двухтрубная система.

В котельной к воде от ТЭЦ добавляется подогретая в котле вода из обратного трубопровода двухтрубной системы, и общий поток воды с более низкой температурой, чем температура воды, поступающей от ТЭЦ, направляется в тепловую сеть района. В дальнейшем часть этой воды используется в местных системах горячего водоснабжения, а оставшаяся часть возвращается в котельную.

Трехтрубные системы находят применение в промышленных системах теплоснабжения с постоянным расходом воды, подаваемой на технологические нужды. Такие системы имеют две подающие трубы. По одной из них вода с неизменной температурой подступает к технологическим аппаратам и теплообменникам горячего водоснабжения, по другой

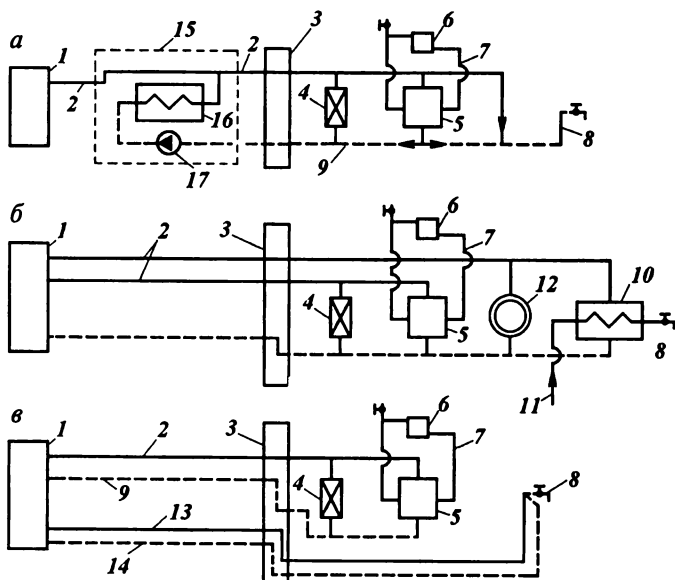


Рис. 15.48. Принципиальные схемы комбинированных и многотрубных водяных систем теплоснабжения:

а – однотрубной (разомкнутой); *б* – двухтрубной (открытой); *в* – двухтрубной закрытой (замкнутой); 1 – источник теплоты; 2, 9 – соответственно подающий и обратный трубопроводы теплосети; 3 – абонентский ввод; 4 – калорифер вентиляции; 5 – абонентский теплообменник отопления; 6 – нагревательный прибор; 7 – трубопроводы местной системы отопления; 8 – местная система горячего водоснабжения; 10 – теплообменник горячего водоснабжения; 11 – холодный водопровод; 12 – технологический аппарат; 13, 14 – соответственно подающий и рециркуляционный трубопроводы горячего водоснабжения; 15 – котельная; 16 – водогрейный котел; 17 – насос

вода с переменной температурой идет на нужды отопления и вентиляции. Охлажденная вода от всех местных систем возвращается к источнику тепла по одному общему трубопроводу.

Четырехтрубные системы из-за большого расхода металла применяются лишь в мелких системах в целях упрощения абонентских вводов. В таких системах вода для местных систем горячего водоснабжения готовится непосредственно у источника теплоты (в котельных) и по особой трубе подводится к потребителям, где непосредственно поступает в местные системы горячего водоснабжения. В этом случае у абонентов отсутствуют подогревательные установки горячего водоснабжения, и рециркуляционная вода систем горячего водоснабжения возвращается для подогрева к источнику теплоты. Две другие трубы в такой системе предназначены для местных систем отопления и вентиляции.

Паровые системы теплоснабжения, как и водяные паровые системы теплоснабжения, бывают одно-, двух- и многотрубными (рис. 15.49).

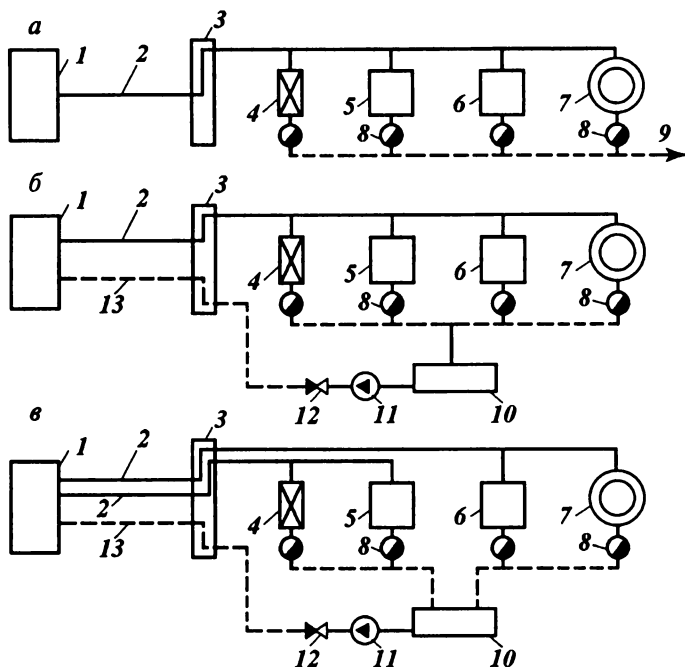


Рис. 15.49. Принципиальные схемы паровых систем теплоснабжения:

а – однотрубной без возврата конденсата; *б* – двухтрубной с возвратом конденсата; *в* – трехтрубной с возвратом конденсата; 1 – источник теплоты; 2 – паропровод; 3 – абонентский ввод; 4 – calorifier вентиляции; 5, 6 – теплообменники местной системы соответственно отопления и горячего водоснабжения; 7 – технологический аппарат; 8 – конденсатоотводчик; 9 – дренаж; 10 – бак сбора конденсата; 11 – конденсатный насос; 12 – обратный клапан; 13 – конденсатопровод

В однотрубной паровой системе (рис. 15.49, *а*) конденсат пара не возвращается от потребителей теплоты к источнику, а используется на горячее водоснабжение и технологические нужды или выбрасывается в дренаж. Такие системы малоэкономичны и применяются при небольших расходах пара.

Двухтрубные паровые системы с возвратом конденсата к источнику тепла (рис. 15.49, *б*) имеют наибольшее распространение на практике. Конденсат от отдельных местных систем теплотребления собирается в общий бак, расположенный в тепловом пункте, а затем насосом перекачивается к источнику тепла. Конденсат пара является ценным продуктом: он не содержит солей жесткости и растворенных агрессивных газов и позволяет сохранить до 15% содержащейся в паре теплоты. Приготовление новых порций питательной воды для паровых котлов обычно требует значительных затрат, превышающих затраты на возврат конденсата.

Вопрос о целесообразности возврата конденсата к источнику теплоты решается в каждом конкретном случае на основании технико-экономических расчетов.

Трех- и многотрубные паровые системы (рис. 15.49, *в*) применяются на промышленных площадках при получении пара от ТЭЦ (или котельной) и в случае, если технология производства требует пара разных давлений.

Затраты на сооружение отдельных паропроводов для пара разных давлений оказываются меньше, чем стоимость перерасхода топлива в котельной при отпуске пара только одного, наиболее высокого давления и последующего редуцирования его у абонентов, нуждающихся в паре более низкого давления. Возврат конденсата в трехтрубных системах производится по одному общему конденсатопроводу. В ряде случаев двойные паропроводы прокладываются и при одинаковом давлении в них пара в целях надежного и бесперебойного снабжения паром потребителей. Число паропроводов может быть и больше двух, например, при резервировании подачи пара разных давлений или при целесообразности подачи пара трех разных давлений.

На крупных промышленных узлах, объединяющих несколько предприятий, сооружаются комплексные водяные и паровые системы с подачей пара на технологию и воды на нужды отопления и вентиляции.

На абонентских вводах систем, кроме устройств, обеспечивающих передачу тепла в местные системы теплоснабжения, большое значение имеет также система сбора конденсата и возврата его к источнику тепла.

Поступающий на абонентский ввод пар обычно попадает в распределительную гребенку, откуда непосредственно или через редукционный клапан (автомат давления «после себя») направляется к теплоиспользующим аппаратам.

Расход теплоты в системах теплоснабжения. Тепловая энергия, вырабатываемая котельной ($Q_{\text{кот}}$), расходуется на отопление зданий (Q_0), нагрев воздуха в установках искусственной вентиляции ($Q_{\text{в}}$), горячее водоснабжение ($Q_{\text{г.в}}$), производственно-технологические нужды ($Q_{\text{пр}}$), собственные нужды котельной ($Q_{\text{с.н}}$) и транспортные потери ($Q_{\text{тр}}$). Таким образом,

$$Q_{\text{кот}} = Q_0 + Q_{\text{в}} + Q_{\text{г.в}} + Q_{\text{с.н}} + Q_{\text{пр}} + Q_{\text{тр}}. \quad (15.86)$$

При отоплении зданий потребность в тепловой энергии определяют на основании теплового баланса помещений, рассчитывая все виды потерь теплоты и тепловыделений. Для зданий различного назначения (жилых, общественных, производственных) учитывают потери теплоты через наружные ограждения вследствие разности температур наружного и внутреннего воздуха ($Q_{\text{т}}$), а также теплопотери, вызванные инфильтрацией наружного воздуха через неплотности в строительных конструкци-

ях, окна, двери ($Q_{\text{инф}}$). Для производственных помещений учитывают, кроме того, расход тепловой энергии на нагрев материалов и транспортных средств, поступающих снаружи ($Q_{\text{м}}$). Отопительная система должна компенсировать все виды потерь, т.е.

$$Q_0 = Q_{\text{т}} + Q_{\text{инф}} + Q_{\text{м}} \quad (15.87)$$

Теплопотери являются исходными данными для всех последующих тепловых расчетов, их определение регламентируется строительными нормами и правилами (СНиП). Необходимо учитывать полезное выделение тепловой энергии в производственных помещениях от оборудования (печи, ванны, нагретый материал, отливки, нагретые трубопроводы, электродвигатели), что позволит сэкономить расход теплоты на отопление.

Для определения тепловой нагрузки систем отопления при подсчете теплопотерь удобно пользоваться укрупненным показателем (удельной тепловой характеристикой здания q_0 , значение которой изменяется обратно пропорционально объему здания и зависит от его назначения.

Для определения потребности в тепловой энергии на отопление используют следующие исходные данные:

теплопотери зданием (цехом или удельные тепловые характеристики зданий (при укрупненных расчетах);

географическое расположение зданий (для выбора расчетных температур и продолжительности отопительного периода);

объем зданий;

температуры внутреннего воздуха помещения;

характер производства, т.е. основной вид выпускаемой продукции.

Тепловая характеристика q_0 может быть увеличена в зависимости от типа здания, места его расположения до следующих значений, %:

Для зданий облегченного (барачного) типа и
сборно-щитовых домов 15

Для каменных зданий в первый сезон отопления:

май—июнь 12

июль—август 20

сентябрь 25

в течение отопительного сезона 30

Для зданий, расположенных на возвышенностях, у рек, озер, на берегу моря, открытой местности, не защищенной от сильных ветров при их средней скорости, м/с, за три наиболее холодных месяца:

до 5 10

5—10 20

более 10 30

Климатологические данные для расчета отопительных нагрузок: расчетная температура наружного воздуха $t_{\text{р.о.}}$, средняя температура наруж-

ного воздуха за отопительный сезон $t_{\text{ср.с}}$ и продолжительность отопительного периода τ принимаются по СНиП 01.01–82 «Строительная климатология и геофизика». Объем зданий принимают по данным типовых или индивидуальных проектов, а при их отсутствии устанавливают непосредственным измерением.

Среднюю расчетную температуру внутреннего воздуха для жилых и служебных помещений, расположенных в местностях с $t_{\text{ср.с}}$ минус 31 °С принимают равной плюс 18 °С, а для местностей с $t_{\text{ср.с}}$ ниже минус 31 °С – плюс 20 °С. Средние расчетные температуры внутреннего воздуха для общественных зданий (цехов) принимаются в зависимости от назначения по соответствующим СНиП, °С:

Механические, механосборочные, инструментальные, слесарные, шлифовальные, электроремонтные, деревообрабатывающие	16 ... 20
Заготовительные, корпусные, котельные и газосварочные металлоконструкции	10 ... 15
Кузнечные, термические, медницкие, заливочные, литейные, машинные залы энергетических станций, склады материалов	8 ... 15
Столярные, гальванические, испытательные станции, малярные пластмассовые	16 ... 20
Формовочные, стержневые, обрубочные	10 ... 15

При наличии в одном корпусе нескольких помещений с различными параметрами внутреннего воздуха последний следует принимать по основным цехам или по наиболее распространенным в этом корпусе параметрам воздуха. В нерабочее время температуру внутреннего воздуха в производственных и вспомогательных помещениях (при необходимости поддержания в них положительной температуры) принимают равной 5 °С, если по особым условиям помещения или особенностям технологии производства не требуется другая температура.

При наличии индивидуальных или типовых проектов зданий годовая потребность в тепловой энергии на отопление, ГДж,

$$Q_{0,\text{гго}} = Q_0 \frac{t_{\text{вн}} - t_{\text{ср.о}}}{t_{\text{вн}} - t_{\text{р.о}}} \tau_0 \tau_{0,\text{сут}} 10^{-6}, \quad (15.88)$$

где Q_0 – потери тепловой энергии при расчетной температуре наружного воздуха для данной местности $t_{\text{р.о}}$, ГДж/ч; $t_{\text{вн}}$ – средняя расчетная температура внутреннего воздуха отапливаемых помещений, °С; $t_{\text{ср.о}}$ – средняя температура наружного воздуха за отопительный период, °С; $t_{\text{р.о}}$ – расчетная температура наружного воздуха для проектирования, °С; τ_0 – продолжительность отопительного периода в году, сут; $\tau_{0,\text{сут}}$ – про-

должительность работы системы отопления в сутки, ч/сут (принимают $\tau_{o,сут} = 24$ ч для жилых, административно-бытовых зданий, складов и гаражей и $\tau_{o,сут} = 16$ ч для цехов).

При отсутствии проектных данных потребность в тепловой энергии на отопление определяют по укрупненным показателям (по удельной тепловой характеристике здания). Годовая потребность в тепловой энергии, ГДж, в этом случае

$$Q_{o,год} = 3,6q_o V_o(t_{вн} - t_{ср.o})\tau_o\tau_{o,сут}10^{-6}, \quad (15.89)$$

где q_o – удельная отопительная характеристика, Вт/(м³·К); V_o – объем здания, м³.

При наличии типовых и индивидуальных проектов систем приточно-вытяжной вентиляции расход тепловой энергии на нее определяется исходя из расчетных значений по формуле (без рециркуляции)

$$Q_{в,год} = Q_{в} \frac{t_{вн} - t_{ср.o}}{t_{вн} - t_{р.o}} \tau_{в} \tau_{в,сут} 10^{-6}, \quad (15.90)$$

где $Q_{в}$ – максимальный часовой расход тепловой энергии на вентиляцию по проекту, кДж/ч; $\tau_{в}$ – продолжительность отопительного периода (за вычетом нерабочих дней), сут; $\tau_{в,сут}$ – среднее за отопительный сезон время работы системы вентиляции в течение суток, ч.

Для зданий, в которых необходимо поддерживать внутреннюю температуру выше или ниже плюс 18 °С, нормы расхода тепловой энергии увеличивают или уменьшают, умножая их на коэффициент

$$k_t = \frac{t_{вн} - t_{ср.o}}{18 - t_{ср.o}}. \quad (15.91)$$

При отсутствии проектных данных годовая потребность в тепловой энергии на вентиляцию, ГДж, для систем без рециркуляции определяется по укрупненным показателям (по удельной тепловой вентиляционной характеристике здания):

$$Q_{в,год} = 3,6q_{в} V_{в}(t_{вн} - t_{ср.o})\tau_{в}\tau_{в,сут}10^{-6}, \quad (15.92)$$

где $q_{в}$ – удельная тепловая вентиляционная характеристика здания, кДж/(м³·ч·К); $V_{в}$ – вентилируемый объем здания, м³.

Продолжительность работы системы вентиляции в течение суток устанавливается в зависимости от назначения и режима работы предприятий и организаций, но не более общего времени их работы в сутки. При отсутствии данных о продолжительности работы систем вентиляции ее принимают равной 16 ч.

Часовая потребность в тепловой энергии на горячее водоснабжение кДж/ч,

$$Q_{г.в}^ч = cH_{г.в}^н n(55 - t_x), \quad (15.93)$$

где c — теплоемкость воды, кДж/(кг·К); $H_{г.в}^н$ — норма потребления горячей воды потребителем, л/ч; n — расчетное число потребителей, т.е. число жителей, коек, мест; 55 — расчетная температура горячей воды, °С; $t_x = 5$ °С — температура холодной водопроводной воды.

Годовая потребность в тепловой энергии, ГДж, на горячее водоснабжение цехов предприятия

$$Q_{г.в.год} = cH_{г.в}^н n(55 - t_x) \tau_{г.в} \tau_{г.в.сут} 10^{-6}, \quad (15.94)$$

где $\tau_{г.в}$ — продолжительность работы системы горячего водоснабжения в году, сут; $\tau_{г.в.сут}$ — время работы системы горячего водоснабжения в сутки, ч/сут.

Годовая потребность в тепловой энергии на горячее водоснабжение жилых домов, административных зданий, детских садов и других непромышленных помещений, ГДж,

$$Q_{г.в.год} = [cH_{г.в}^{сут} n(55 - t_{х.з}) \tau_o + k(55 - t_{х.л})(350 - \tau_o)] 10^{-6}, \quad (15.95)$$

где $H_{г.в}^{сут}$ — норма расхода горячей воды на единицу измерения, л/сут; $t_{х.з}$ и $t_{х.л}$ — температура холодной водопроводной воды соответственно зимой и летом, °С; τ_o — продолжительность отопительного сезона, сут; 350 — число суток работы системы горячего водоснабжения в году; k — коэффициент суточной неравномерности; в среднем для жилых зданий $k = 1,16$.

При отсутствии данных коэффициент, учитывающий снижение среднечасового расхода воды на горячее водоснабжение летом по отношению к отопительному сезону, принимают равным 0,8, а для южных городов — равным 1,0.

Действующие нормы расхода допускается увеличивать в случаях, когда это подтверждается измерениями фактических расходов горячей воды по водомеру. При определении расхода горячей воды жилыми зданиями учитывают коэффициент часовой неравномерности k_1 , который принимается следующим:

Число жителей, чел.	k_1	Число жителей, чел.	k_1
150	4,45	1000	2,80
250	3,70	2000	2,55
350	3,55	4000	2,40
500	3,25	6000	2,35
700	3,00	10000	2,25

При некруглосуточной подаче горячей воды на нужды горячего водоснабжения или в течение неполной недели норма расхода горячей воды

уменьшается путем введения поправочных коэффициентов. Среднюю температуру воды в системах централизованного горячего водоснабжения с непосредственным водоразбором горячей воды из трубопроводов тепловой сети принимают не 55 °С, а 65 °С, нормы расхода горячей воды определяют коэффициентом 0,85.

При отсутствии данных температуру холодной водопроводной воды принимают зимой $t_{х.з} = 5\text{ °С}$, а летом – $t_{х.л} = 15\text{ °С}$.

Для укрупненных расчетов потребности в тепловой энергии на горячее водоснабжение устанавливают на 100 рабочих 6 душевых точек и 3 умывальника общего пользования с продолжительностью работы 4 ч в течение суток. В течение года на одного рабочего потребность в тепловой энергии составляет около 2,5 ГДж.

Транспортирование теплоносителя потребителю всегда сопряжено с потерями теплоты в окружающую среду, которые тем больше, чем больше разность температур между транспортируемым теплоносителем и окружающей средой. Поэтому количество тепловой энергии $Q_{отп}$, отпущенной в тепловую сеть, определяют как сумму реализованной тепловой энергии и потерь ее в наружных тепловых сетях:

$$Q_{отп} = Q_{реал} + Q_{п} \quad (15.96)$$

Потери тепловой энергии в наружных тепловых сетях зависят от протяженности и диаметров тепловых сетей, типа и состояния теплоизоляции теплопроводов, грунтовых условий, срока службы, условий эксплуатации и определяются на основании соответствующих испытаний технически исправных теплопроводов. Если результаты испытаний теплопроводов показывают потери теплоты, превышающие нормативные в 1,5 раза и более, то в основу расчетов берут нормативные потери, принимаемые по данным Инструкции по эксплуатации тепловых сетей.

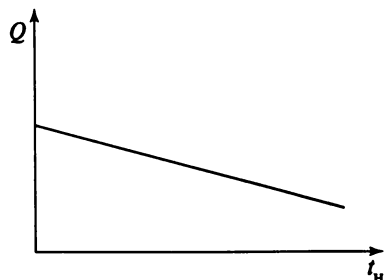
При отсутствии данных испытаний теплопроводов для укрупненных расчетов количество теплоты $Q_{п}$, теряемой при ее транспортировке, принимают в зависимости от диаметра трубопровода и среднегодовой температуры воды в подающей и обратной линиях тепловых сетей:

$$Q_{п} = Q_{п}^{под} + Q_{п}^{обр} = \sum (\beta q_{п} L), \quad (15.97)$$

где $Q_{п}^{под}$ и $Q_{п}^{обр}$ – нормативные значения тепловых потерь соответственно в подающей и обратной линиях, Вт; β – коэффициент потери тепловой энергии арматурой и компенсаторами; при бесканальной подземной прокладке $\beta = 1,15$; в тоннелях и каналах $\beta = 1,2$; при надземной прокладке $\beta = 1,25$; $q_{п}$ – нормативные потери тепловой энергии теплопроводами, Вт/м; L – протяженность трубопроводов, м.

Потери тепловой энергии в теплопроводах за год определяют как произведение нормативного значения тепловых потерь на время подачи теплоэнергии потребителям в течение года.

Рис. 15.50. Зависимость суммарного расхода теплоты Q от температуры t_n наружного воздуха



Расходы и потери теплоты на собственные нужды, связанные с работой котла, включают: продувку, обдувку поверхностей нагрева, работу паровых насосов, паровое дутье, расход пара на паровые форсунки и т.п. К расходам теплоты по котельной относят расходы на работу установок химводоподготовки, деаэратора и другого оборудования котельной.

Расчетный расход теплоты на производственные нужды предприятия $Q_{пр}$ устанавливают по утвержденным нормам на производстве единицы продукции в условиях данного предприятия или по паспортным данным теплопотребляющих установок.

Графики расхода энергии. Расход теплоты на отопление и вентиляцию определяется суммированием произведений часовых расходов теплоты при различных наружных температурах на длительность стояния этих температур, которые можно найти по справочным таблицам. Следует отметить, что количество теплоты Q на отопление и вентиляцию при прочих равных условиях приблизительно линейно зависит от температуры t_n наружного воздуха (рис. 15.50). Расход теплоты Q на бытовое горячее водоснабжение промышленных, жилых и других зданий, например, среднесуточный, кДж/сут

$$Q_{г.в.ср} = 24cH_{г.в}^I n(55 - t_x). \quad (15.98)$$

Анализ особенностей теплопотребления различными предприятиями является необходимым условием правильного выбора и расчета источника теплоты, а также определения режима работы системы теплоснабжения.

Наглядное представление о теплопотреблении дают графики зависимости теплопотребления от времени. Такие графики строят как для отдельных зданий, так и для районов теплоснабжения в целом. Анализ эффективности работы систем теплоснабжения обычно осуществляется на основе годового графика суммарной нагрузки, который строят суммированием суточных графиков потребления теплоты.

На графике изменения тепловой нагрузки Q от времени τ (рис. 15.51) площадь $0-1-2-3-4-0$ соответствует расходу теплоты Q_n за весь период τ_0 , так что $Q_n = \int_0^{\tau_0} Q d\tau$. Площадь прямоугольника с основанием τ_0 равно-

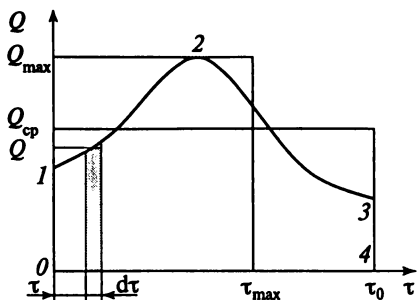


Рис. 15.51. Изменение тепловой нагрузки Q во времени τ от температуры t_n наружного воздуха

велика площади под кривой, имеет высоту, соответствующую средней тепловой нагрузке $Q_{\text{ср}} = \int_0^{\tau_0} Q \frac{d\tau}{\tau_0}$. Путем построения равновеликого

прямоугольника с высотой Q_{max} определяется число часов использования максимальной тепловой нагрузки τ_{max} . Отношение $Q_{\text{max}}/Q_{\text{ср}}$ называется коэффициентом часовой неравномерности расхода теплоты за период времени τ_0 .

Количество теплоты, затрачиваемой на производственные цели $Q_{\text{пр}}$ (рис. 15.52), определяется суммой

$$Q_{\text{пр}} = Q_0 + q_{\text{п}} P, \quad (15.99)$$

где Q_0 — расход теплоты, не зависящий от количества выпускаемой продукции; $q_{\text{п}}$ — удельный расход теплоты (на единицу продукции); P — количество выпускаемой продукции.

Кривая 1 соответствует изменению часового расхода теплоты, горизонталь 2 определяет среднечасовой расход теплоты за сутки.

На некоторых промышленных предприятиях суточный график потребления теплоты очень неравномерен (рис. 15.53) и характеризуется максимальным количеством теплоснабжения $Q_{\text{т.в. max}}$ и среднесуточным $Q_{\text{т.в. ср}}$.

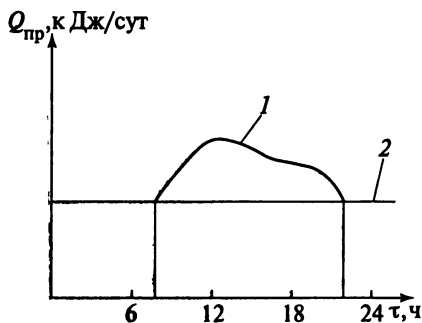
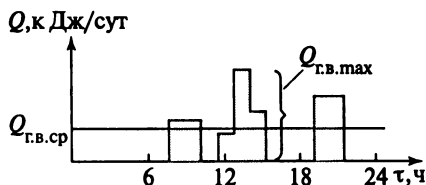


Рис. 15.52. Суточный график изменения расхода теплоты $Q_{\text{пр}}$ при двухсменной работе промышленного предприятия

Рис. 15.53. Суточный график при очень неравномерном теплopotреблении



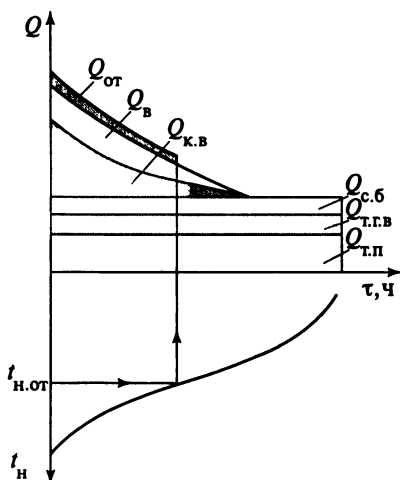
Суточные графики расхода теплоты строят на основании расчетов с использованием нормативных данных об удельных расходах теплоты на технологические цели или обобщения результатов испытаний теплопотребляющего оборудования.

Определение тепловых нагрузок, необходимых для расчета расходов топлива, решение задач повышения технико-экономической эффективности оборудования и систем теплоснабжения в значительной степени связаны с анализом годовых графиков тепловых нагрузок, строящихся в хронологической последовательности, например, по месяцам или в порядке убывания. Так, годовой условный график комплексного расхода теплоты предприятием, располагающим собственной котельной (рис. 15.54), в зависимости от продолжительности наружной температуры t_n дает возможность определять расходы теплоты и топлива, устанавливать необходимое количество и мощность котлов и т.д.

Расходы теплоты в системах теплоснабжения необходимо знать при их проектировании, строительстве и регулировании, а также при наладке и эксплуатации. Для этих целей чаще всего употребляются максимальные часовые расходы теплоты, определяемые по известным расчетной температуре для отопления и максимальным нагрузкам технологи-

Рис. 15.54. Годовой график расхода теплоты Q предприятием:

$Q_{от}$, Q_n и $Q_{к.в}$ — часовые расходы теплоты соответственно для отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха; $Q_{т.п}$, $Q_{т.г.в}$ и $Q_{с.б}$ — среднечасовые расходы теплоты соответственно для технологических нужд в виде пара, горячей воды и для санитарно-бытовых нужд; $t_{н.от}$ — температура начала (окончания) отопительного периода



ческого потребления (значение этого расхода является основой для определения остальных расходов теплоты), среднечасовой расход теплоты наиболее холодного месяца года, который необходим для проверки правильности выбора мощности, количества оборудования и источника теплоты, среднечасовой расход теплоты отопительного периода и года.

Неравномерность теплового потребления, отрицательно сказывающаяся на технико-экономических показателях системы теплоснабжения, может быть сглажена либо организованными мероприятиями (например, изменением графика работы смен), либо применением аккумуляторов теплоты. Годовые графики расхода теплоты позволяют устанавливать время пуска и остановки сетевых насосов, выбирать период отключения участков.

15.7. Двигатели внутреннего сгорания

Классификация ДВС. Первый двигатель внутреннего сгорания, работающий на газе, был построен Н.А. Отто в Германии в 1877 г. Горючая смесь в этом двигателе образовывалась вне цилиндра, а воспламенялась от электрической искры. Данный двигатель явился прототипом современного газового и карбюраторного.

Двигатель, работающий на легких сортах топлива, в России был спроектирован и построен в 1885 г. И.С. Костовичем. Он предназначался для воздухоплавательных аппаратов.

В 1893 г. Р. Дизелем (Германия) был предложен и в 1897 г. построен двигатель внутреннего сгорания, работающий на керосине с самовоспламенением топлива, подаваемого непосредственно в цилиндр через форсунку. Топливо самовоспламенялось за счет высокой температуры воздуха в цилиндре, получаемой в результате его сжатия. Распыливалось оно в двигателе дизеля сжатым воздухом, создаваемым компрессором с приводом от вала двигателя. Позднее такие двигатели начали называть компрессорными.

Русский ученый Г.В. Тринклер в 1901 г. создал двигатель с воспламенением топлива от сжатия, в котором его распыливание происходило за счет энергии топлива, сжатого в насосе до высокого давления (бескомпрессорный дизель). Отсутствие в двигателе навешенного компрессора позволило без ухудшения качества распыливания топлива повысить его экономичность.

В настоящее время в различных отраслях промышленности применяют исключительно бескомпрессорные двигатели внутреннего сгорания с воспламенением от сжатия, называемые просто дизелями.

Из русских ученых большой вклад в развитие и совершенствование двигателей внутреннего сгорания внесли В.И. Гриневецкий, Е.К. Мазинг, Н.Р. Брилинг, Б.С. Стечкин и др.

Двигатели, применяемые на объектах водного транспорта, могут быть классифицированы по следующим признакам:

1) по числу тактов за рабочий цикл — на четырех- и двухтактные. В четырехтактных двигателях рабочий цикл совершается за четыре хода поршня (такта), или за два оборота коленчатого вала, а в двухтактных — за два хода поршня, или один оборот коленчатого вала;

2) по термодинамическому циклу — на двигатели с подводом тепла при постоянном объеме (карбюраторные и газовые), с подводом тепла при постоянном давлении (компрессорные дизели), со смешанным подводом тепла — частично при постоянном объеме и частично при постоянном давлении (бескомпрессорные дизели);

3) по способу смесеобразования — на двигатели с внешним смесеобразованием, в которых рабочая смесь образуется вне цилиндра с помощью карбюратора (карбюраторные двигатели) или смесителя (газовые двигатели), и с внутренним смесеобразованием, в которых рабочая смесь образуется внутри цилиндра распыливанием топлива в камере сгорания (дизели);

4) по способу воспламенения рабочей смеси — на двигатели с воспламенением смеси от постороннего источника — электрической свечи (карбюраторные и газовые) и двигатели с воспламенением смеси от сжатия (дизели);

5) по роду применяемого топлива — на двигатели, работающие на легком топливе (бензине, лигроине, керосине), на тяжелом топливе (дизельном топливе, моторном топливе, газойле), на газообразном топливе (природном и генераторном газах);

6) по быстроходности — на тихоходные и быстроходные. Показателем быстроходности двигателя является средняя скорость поршня $C_u = \frac{S n}{30}$.

При средней скорости поршня менее 6,5 м/с двигатели считаются тихоходными, а более 6,5 м/с — быстроходными;

7) по частоте вращения коленчатого вала до 250 мин⁻¹ — малооборотные; 250–750 мин⁻¹ — повышенной оборотности; до 750–1500 мин⁻¹ — среднеоборотные; свыше 1500 мин⁻¹ — высокооборотные;

7) по числу цилиндров — на двигатели одноцилиндровые и многоцилиндровые (двух-, трех-, четырехцилиндровые и т.д.);

8) по расположению цилиндров (рис. 15.55) — на двигатели с однорядным вертикальным, V- и W-образным расположением цилиндров и т.п.;

9) по конструкции поршня — на двигатели тронковые и крейцкопфные (рис. 15.56). Поршень в тронковых двигателях (рис. 15.56, а) непосредственно соединен с шатуном, и его нижняя тронковая часть служит ползуном, передающим давление поршня на стенки цилиндра. В крейцкопфных двигателях (рис. 15.56, б) поршень посажен на шток 1, соеди-

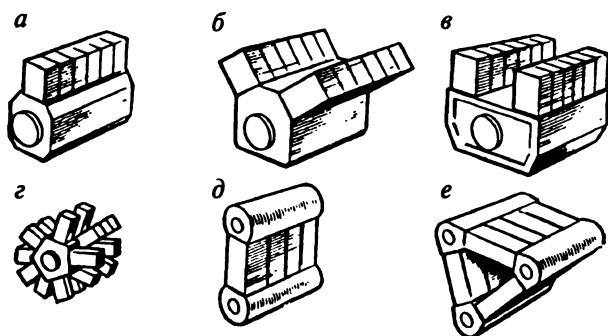


Рис. 15.55. Схемы двигателей:

а – однорядные; *б* – V-образные; *в* – двоянные с параллельным расположением рядов; *г* – звездообразные; *д* – с противоположно движущимися поршнями; *е* – Δ-образные

ненный со специальным ползуном (крейцкопфом) 2. Последний перемещается по направляющим 3, которые воспринимают боковое давление N .

К преимуществам тронкового двигателя относятся меньшие его высота и масса подвижных деталей, что особенно важно для быстроходных двигателей. Их недостатком является сильный эллиптический износ цилиндра. В подъемно-транспортных машинах применяют исключительно двигатели тронкового типа;

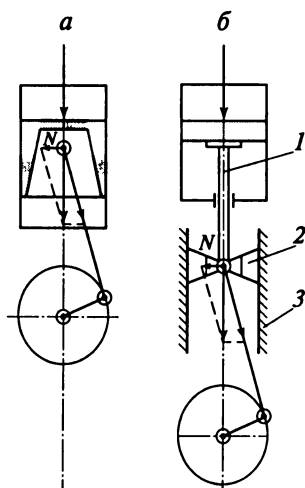


Рис. 15.56. Схемы тронкового (*а*) и крейцкопфного (*б*) двигателей

10) по наличию устройства, изменяющего направление вращения коленчатого вала, – на двигателях реверсивные и нереверсивные;

11) по назначению – на двигателях автомобильные, тракторные, тепловозные, судовые, стационарные и т.д. Специально для подъемно-транспортных машин ДВС не выпускают.

Каждому типу двигателя присваивается условное обозначение. Входящие в него буквы означают: Ч – четырехтактный; Д – двухтактный; Р – реверсивный (отсутствие буквы Р указывает на то, что двигатель нереверсивный); С – судового с реверсивной муфтой; П – с редукторной передачей; Н – с наддувом.

Цифры, стоящие перед буквами, указывают число цилиндров, а после

них — диаметр цилиндра (в числителе) и ход поршня (в знаменателе) в сантиметрах. Например, марка двигателя 6ЧРП 25/34 расшифровывается так: шестицилиндровый четырехтактный реверсивный двигатель с редукторной передачей с диаметром цилиндра 25 см и ходом поршня 34 см.

Четырехтактный карбюраторный двигатель. Основными элементами четырехтактного карбюраторного двигателя (рис. 15.57) являются картер 1, цилиндр 7 и цилиндровая крышка 8. Эти детали жестко соединены между собой и образуют остов двигателя. В цилиндре перемещается поршень 9, соединенный шарнирно поршневым пальцем 11 с шатуном 3. В нижней части шатун соединен с кривошипом коленчатого вала 16. Кривошипно-шатунный механизм преобразует возвратно-поступательное движение поршня во вращательное движение коленчатого вала. Топливовоздушная смесь, приготовленная в карбюраторе 13, через впускной клапан 12 поступает в цилиндр двигателя. Она воспламеняется от электрической свечи 10, получающей ток высокого напряжения от индукционной катушки через прерыватель 14.

Продукты сгорания удаляются из цилиндра через выпускной клапан 6. Впускной и выпускной клапаны открываются в требуемые моменты времени под воздействием кулачков распределительного вала 4, а закрываются под действием пружин 5. Распределительный вал и прерыватель системы зажигания получают вращение от коленчатого вала двигателя через шестерни 15. При сгорании топлива в цилиндре создается высокое давление газов. Поэтому во избежание прорыва их в картер поршень в цилиндре уплотняется компрессионными кольцами 17, устанавливаемыми в канавки на боковой поверхности поршня. Кольца прижимаются к цилиндру под воздействием сил упругости и давления газов p .

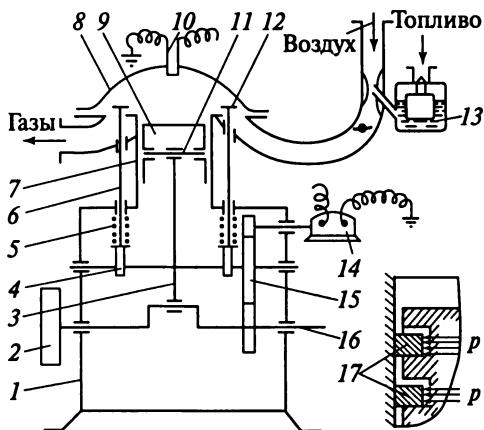


Рис. 15.57. Схема четырехтактного карбюраторного двигателя

На конце вала двигателя установлен маховик 2, служащий для уменьшения неравномерности вращения коленчатого вала, а в четырехтактных двигателях с числом цилиндров менее четырех – также для вывода поршня из мертвых точек.

Объем, описываемый поршнем в цилиндре при движении от верхней к нижней мертвой точке, называется рабочим объемом V_h . Рабочий объем, л, всех цилиндров двигателя

$$V_h = \frac{\pi D^2}{4} S i 10^3, \quad (15.100)$$

где D – диаметр цилиндра, м; S – ход поршня, м; i – число цилиндров двигателя.

Объем цилиндра над поршнем при нахождении его в ВМТ называется камерой сжатия или *камерой сгорания* и обозначается через V_c .

Отношение полного объема цилиндра $V_c + V_h$ к объему камеры сгорания V_c называется *степенью сжатия*.

Рабочий процесс любого двигателя, в том числе и четырехтактного карбюраторного, наиболее удобно рассматривать в индикаторной диаграмме. По ее оси абсцисс откладывают объемы, занимаемые рабочим телом, а по оси ординат – давления газов в цилиндре при различных положениях поршня (рис. 15.58). Горизонтальная штрих-пунктирная линия, нанесенная на диаграмме, соответствует атмосферному давлению.

Первый такт – впуск горючей смеси (линия ra). Он начинается с движения поршня от ВМТ к НМТ при открытом впускном клапане. В начале такта объем камеры сжатия V_c заполнен остаточными газами при давлении 0,105–0,125 МПа (точка r). По мере перемещения поршня давление в цилиндре понижается, становится равным атмосферному, а затем – ниже его. Вследствие создавшегося разрежения в цилиндре атмо-

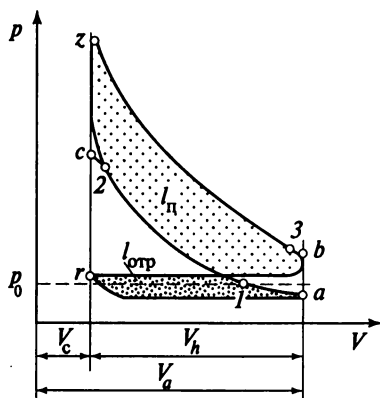


Рис. 15.58. Индикаторная диаграмма четырехтактного карбюраторного двигателя

сферный воздух поступает в карбюратор, служащий для приготовления топливовоздушной смеси, которая заполняет надпоршневое пространство. В конце впуска (точка *a*) давление рабочей смеси 0,07–0,095 МПа, а температура 70 ... 100 °С. Повышение температуры рабочей смеси в процессе всасывания объясняется ее соприкосновением с горячими деталями двигателя и перемешиванием с остаточными газами.

Второй такт – сжатие рабочей смеси. Поршень движется от НМТ к ВМТ (линия *a–c*). На начальной стадии такта сжатия давление в цилиндре до точки *1* меньше атмосферного, поэтому на этом участке при открытом впускном клапане происходит еще заполнение цилиндра рабочей смесью. При дальнейшем движении поршня вследствие запаздывания закрытия впускного клапана при значительной частоте вращения, а следовательно, и большом скоростном напоре рабочей смеси возможна дозарядка цилиндров. Однако следует иметь в виду, что в этот период при малой частоте вращения не исключен выброс смеси в атмосферу. После закрытия впускного клапана начинается собственно процесс сжатия рабочей смеси в цилиндре. Давление в конце сжатия (точка *c*) в зависимости от степени сжатия ϵ составляет 0,6–1,0 МПа, а температура 350 ... 450 °С. Степень сжатия в карбюраторном двигателе выбирается такой, чтобы температура в конце сжатия была ниже температуры самовоспламенения паров бензина, и обеспечивалось бездетонационное сгорание топлива.

В конце такта сжатия, когда поршень подходит к ВМТ (точка *2*), срабатывает прибор зажигания, в результате чего между электродами свечи образуется электрическая дуга, от которой воспламеняется рабочая смесь.

Третий такт – сгорание рабочей смеси и расширение продуктов сгорания. Оба клапана закрыты (линия *c–z*). Сгорание топлива сопровождается выделением большого количества тепла, что приводит к резкому повышению температуры (до 1800 ... 2300 °С) и давления (до 2–4 МПа). Образовавшиеся продукты сгорания, расширяясь, перемещают поршень от ВМТ к НМТ и совершают при этом полезную работу (линия *z–b*).

При расширении температура и давление газов в цилиндре понижаются. Для лучшей очистки цилиндра от отработавших газов и для уменьшения работы выталкивания выпускной клапан открывается раньше прихода поршня в НМТ.

В момент открытия выпускного клапана (точка *3*) давление в цилиндре обычно составляет 0,3–0,5 МПа. Вследствие значительного перепада давлений между цилиндром и выпускным коллектором удаление газов происходит с большой скоростью. При этом давление газов в цилиндре резко снижается.

Четвертый такт – выпуск отработавших газов. Поршень движется от НМТ к ВМТ. Выпускной клапан открыт. Происходит выпуск отработавших газов из цилиндра в атмосферу (линия *b–r*). Температура отработавших газов 650 ... 900 °С.

В рассмотренном четырехтактном карбюраторном двигателе полезная механическая работа совершается только во время расширения газов в цилиндре, поэтому третий такт называют *рабочим*. Остальные три такта являются *вспомогательными* и выполняются за счет работы других цилиндров и инерции маховика.

Работа газов в цилиндре за цикл равна разности положительной площади индикаторной диаграммы, ограниченной линиями сжатия и расширения $l_{\text{п}}$, и отрицательной площади, образованной линиями впуска и выпуска $l_{\text{отр}}$, т.е. $l_{\text{ц}} = l_{\text{п}} - l_{\text{отр}}$.

Показатель $l_{\text{отр}}$ называется *насосной потерей двигателя*. Ее обычно относят к общей сумме механических потерь в двигателе.

Мощность карбюраторного двигателя регулируется количеством топливоздушной смеси, поступающей в цилиндр.

Экономичность карбюраторных двигателей зависит от степени сжатия. Чем больше степень сжатия ϵ , тем выше КПД двигателя. Однако ее величина в карбюраторных двигателях обычно не превышает 7,5–10.

Применение легких топлив и внешнего смесеобразования облегчает пуск двигателя и позволяет строить их с большой частотой вращения $n = 3000 + 5000 \text{ мин}^{-1}$, что обеспечивает малые массу и размеры.

Четырехтактные карбюраторные двигатели применяют на автопоездах, грузовых автомобилях и других передвижных установках небольшой мощности.

Двухтактный карбюраторный двигатель. Рабочий цикл в двухтактных двигателях совершается за два хода поршня, или за один оборот коленчатого вала. В этих двигателях впуск топливоздушной смеси и выпуск отработавших газов заменены продувкой цилиндров, производимой под давлением при нахождении поршня у НМТ. Повышенное давление рабочей смеси обычно создается поршнем во внутренней полости картера двигателя. Такая продувка цилиндров называется *кривошипно-камерной*.

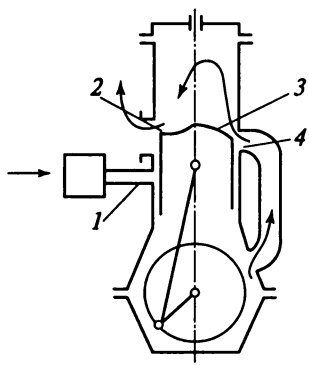


Рис. 15.59. Схема двухтактного карбюраторного двигателя

Принципиальная схема двухтактного карбюраторного двигателя с кривошипно-камерной продувкой приведена на рис. 15.59. В нижней части цилиндра на одной его стороне размещаются впускные 1 и выпускные 2 окна, а на другой – продувочные 4, которые соединены с внутренней полостью картера двигателя. Окна открываются и закрываются поршнем. Для улучшения продувки цилиндра на днище поршня имеется выступ 3, направляющий поток рабочей смеси в верхнюю часть цилиндра.

В двухтактных двигателях часть хода поршня, которую он совершает при открытых продувочных и выпускных окнах, считается нерабочей. Соответствующий этому ходу поршня объем цилиндра называется потерянными V_b . Действительный рабочий объем цилиндра V_h в двухтактных двигателях меньше объема, описываемого поршнем V_h при его перемещении от ВМТ к НМТ, на величину V_b .

В связи с этим в двухтактных двигателях различают две степени сжатия – геометрическую

$$\epsilon' = \frac{V_h + V_c}{V_c} \quad (15.101)$$

и действительную

$$\epsilon' = \frac{V_h - V_b + V_c}{V_c}. \quad (15.102)$$

Потерянный объем V_b в автомобильных карбюраторных двигателях достигает 20–25% от объема, описываемого поршнем.

Рассмотрим принцип работы двигателя (см. рис. 15.59). Если поршень движется вверх, в картере создается разрежение. При ходе к ВМТ поршень своей нижней кромкой открывает впускное окно, и в картер из карбюратора засасывается топливовоздушная смесь. Одновременно в надпоршневом пространстве топливовоздушная смесь сжимается (линия $a-c$ на рис. 15.60). После ее воспламенения от электрической искры (точка 1) происходит сгорание топлива, в результате чего давление в цилиндре резко возрастает (линия $c-z$). Под действием давления поршень перемещается от ВМТ к НМТ, совершая рабочий ход (линия $z-b$). При этом давление и температура газов понижаются. После закрытия нижней кромкой поршня впускного окна начинается сжатие топливовоздушной смеси в картере.

При дальнейшем движении поршня вниз его верхняя кромка сначала открывает выпускные окна (точка b) и начинается выпуск отработавших газов из цилиндра, а затем – продувочные окна (точка e). К моменту их открытия давление в цилиндре снижается с 0,4–0,6 МПа до давления продувки.

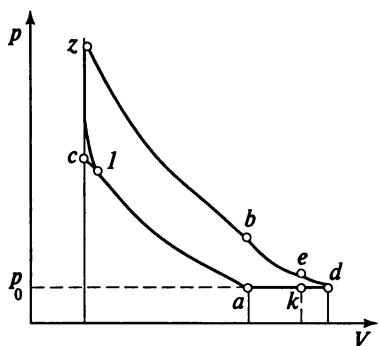


Рис. 15.60. Индикаторная диаграмма двухтактного карбюраторного двигателя

Сжатая в картере топливовоздушная смесь под давлением $0,11\text{--}0,125$ МПа через продувочные окна поступает в цилиндр, вытесняя из него оставшиеся продукты сгорания. При нахождении поршня в НМТ выпускные и продувочные окна открыты полностью (точка d). Во время движения поршня от НМТ к ВМТ сначала закрываются продувочные (точка k), а затем — выпускные (точка a) окна. Процесс выпуска газов и наполнение цилиндров топливовоздушной смесью называется *продувкой цилиндров*. В период продувки цилиндров часть смеси выбрасывается в атмосферу и в цилиндре остается до 25% по массе отработавших газов. Это снижает экономичность двигателя и уменьшает его литровую мощность.

На индикаторной диаграмме процесс выпуска изображается линией $b\text{--}d\text{--}a$, а процесс наполнения — $e\text{--}d\text{--}k$.

Достоинствами двухтактных двигателей по сравнению с четырехтактными являются:

более простая конструкция вследствие отсутствия клапанов и приводов к ним;

большая мощность при одинаковых частоте вращения и объеме цилиндров. Теоретически мощность должна возрастать в два раза. Практически вследствие плохой очистки цилиндра от остаточных газов и неполного использования рабочего объема его мощность возрастает всего в $1,4\text{--}1,6$ раза;

большая равномерность вращения вала, что позволяет использовать более легкие маховики;

меньший уровень шума при работе.

Несмотря на указанные преимущества, двухтактные карбюраторные двигатели используются сравнительно редко. Это объясняется их низкой экономичностью, вызванной большой потерей топливовоздушной смеси в период продувки, а также высокой тепловой напряженностью основных деталей.

Двухтактные карбюраторные двигатели широко применяются лишь в качестве мотоциклетных двигателей, а также в некоторых маломощных стационарных установках.

Четырехтактный дизель. Топливовоздушная смесь в дизелях в отличие от карбюраторных двигателей образуется непосредственно в самом цилиндре, а воспламеняется под действием высокой температуры, полученной в результате сжатия воздуха. Цилиндры 3 двигателя (рис. 15.61), закрытые крышками 9, опираются на станину 1, которая крепится к фундаментной раме 19. Пространство, образованное станиной и фундаментной рамой, называется картером 16. В автотракторных дизелях при их небольшой мощности цилиндры и станину выполняют в виде одной отливки и называют блок-картером. Последний крепится непосредственно к фундаменту. Снизу блок-картер закрывается поддоном, в котором находится масло.

В цилиндре перемещается поршень 6, шарнирно соединенный поршневым пальцем 5 с головным подшипником 4 шатуна 2. В нижней части шатуна находится подшипник 17, охватывающий шатунную шейку коленчатого вала 20, опирающегося на рамовые подшипники 18. Топливная форсунка 10, впускной 11 и выпускной 8 клапаны размещаются в цилиндровой крышке. Открываются клапаны механизмом газораспределения, состоящим из распределительного вала с кулачками 15, толкателей 7 и 13, рычагов 12, воздействующих на штоки клапанов 8 и 11. Распределительный вал получает движение через зубчатую передачу от коленчатого вала. Закрываются клапаны под действием пружин.

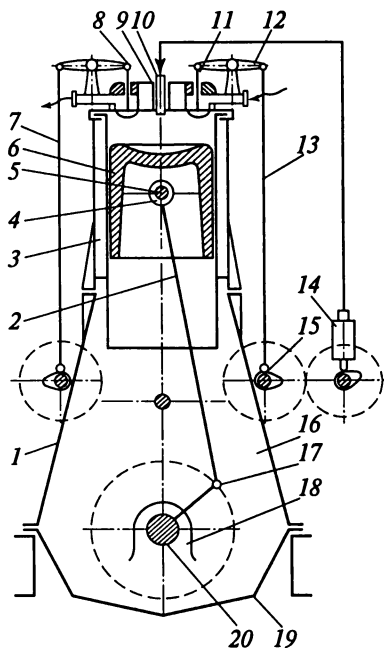


Рис. 15.61. Схема четырехтактного дизеля

Топливо к форсунке подается топливным насосом 14, приводимым в действие от коленчатого вала двигателя. Для хорошего распыливания топлива и перемешивания его с воздухом топливо подается под давлением 12–50 МПа. Индикаторная диаграмма четырехтактного дизеля изображена на рис. 5.7 (см. подразд. 5.3).

Рабочий цикл четырехтактного дизеля протекает в такой последовательности.

Первый такт – впуск воздуха. Поршень движется от ВМТ к НМТ, и в цилиндр через открытый впускной клапан поступает атмосферный воздух (линия $r-a$). Давление в цилиндре в период этого такта ниже атмосферного и равно $p_a = (0,8 + 0,9)p_0$. Температура воздуха в конце впуска 45 ... 60 °С.

Второй такт – сжатие воздуха. Так же, как и в карбюраторном двигателе, впускной клапан закрывается с некоторым опозданием, вследствие чего в цилиндр поступает дополнительное количество воздуха. После закрытия впускного клапана давление и температура сжимаемого воздуха повышаются.

Чтобы обеспечить самовоспламенение топлива, в дизелях необходимо получить в конце сжатия температуру 450 ... 700 °С, для чего степень сжатия ϵ должна быть равна 13 ... 17. При подходе поршня к ВМТ (точка 2) топливный насос через форсунку впрыскивает топливо в камеру сгорания, в которой температура сжатого воздуха выше температуры его самовоспламенения.

Топливо самовоспламеняется и сгорает частично при нахождении поршня в ВМТ, а частично после ВМТ. При этом давление в цилиндре повышается до 4,5–9,0 МПа, а температура достигает 1600 ... 1900 °С

Третий такт – сгорание топлива и расширение продуктов сгорания. Поршень движется от ВМТ к НМТ, т.е. продолжают поступление топлива в цилиндр и его сгорание, а затем начинается расширение продуктов сгорания. У дизелей степень расширения газов значительно выше, чем у карбюраторных двигателей. Вследствие этого температура отработавших газов у дизелей ниже и равна 500 ... 600 °С, что уменьшает потерю тепла с отработавшими газами, повышает экономичность двигателя. В конце рабочего хода при давлении в цилиндре 0,5–0,6 МПа (точка 3) открывается выпускной клапан, и начинается выпуск отработавших газов. К приходу поршня в НМТ давление в цилиндре достигает 0,11–0,12 МПа.

Четвертый такт – выпуск. Поршень движется к ВМТ. Продолжается выпуск (выталкивание) из цилиндра отработавших газов через открытый выпускной клапан.

Мощность дизеля регулируется изменением количества топлива, подаваемого в цилиндр.

Двухтактный дизель. Для продувки цилиндров в двухтактных дизелях в отличие от двухтактного карбюраторного двигателя используется не то-

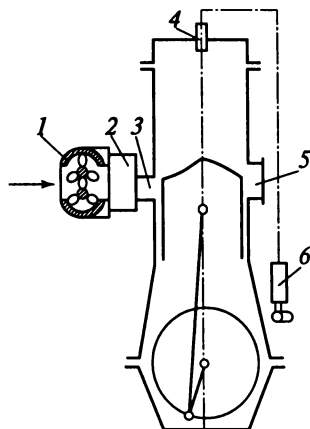


Рис. 15.62. Схема двухтактного дизеля

плывовоздушная смесь, а атмосферный воздух. В связи с этим потеря части заряда воздуха при продувке незначительно влияет на экономичность двигателя.

Обычно в дизелях для продувки применяют специальный продувочный ротационный или центробежный насос, имеющий привод от вала двигателя, что позволяет почти полностью удалять из цилиндра продукты сгорания. При этом количество воздуха, подаваемого за время продувки, по объему должно быть на 30–50% больше объема цилиндров.

В отличие от рассмотренного двухтактного карбюраторного двигателя двухтактный дизель (рис. 15.62) оборудован специальным продувочным 1 и топливным 6 насосами, форсункой 4. Рабочий процесс двухтактного дизеля представлен на индикаторной диаграмме (см. рис. 5.8). Часть приведенной индикаторной диаграммы, изображающая процессы сжатия, сгорания и расширения, практически одинакова с индикаторной диаграммой четырехтактного дизеля. Давление и температура воздуха и газов в начале и конце указанных процессов имеют практически те же значения, что и в четырехтактных дизелях.

Выпуск отработавших газов из цилиндра начинается (см. рис. 5.8 и 15.62), как только верхняя кромка поршня приоткрывает выпускные окна 5 (точка *b*). При дальнейшем движении поршня открываются продувочные окна 3 (точка *e*) и воздух давлением 0,115–0,120 МПа из ресивера 2 продувочного насоса поступает в цилиндр. Продувка цилиндров продолжается при движении поршня к НМТ, и далее при обратном его ходе к ВМТ, пока не закроются продувочные окна (точка *k*). Выпускные окна закрываются несколько позднее (точка *a*), и на участке диаграммы *k–a* происходит вытеснение части воздуха, поступившего в цилиндр при его наполнении.

Преимуществами дизеля по сравнению с карбюраторным двигателем являются: больший КПД (на 30–35%) вследствие более высокой степени

сжатия; возможность использования тяжелых и дешевых сортов топлива; большая надежность в тяжелых условиях работы.

К недостаткам дизеля следует отнести следующее:

большая его масса, приходящаяся на 1 кВт мощности — на 40–70% больше массы карбюраторного двигателя, что обусловлено более высокими давлениями в цилиндрах, а следовательно, и большими сечениями деталей двигателей, а также меньшей частотой вращения, которой пропорциональна мощность;

большая первоначальная стоимость (примерно в 1,5 раза), вследствие сложной и требующей точности изготовления топливной аппаратуры;

значительная стоимость ремонта двигателя;

большие шумность работы двигателя и дымность выпуска.

Благодаря высокой экономичности и надежности четырехтактные дизели являются наиболее распространенным типом двигателя, применяемым в подъемно-транспортных машинах. Они устанавливаются на плавучих, железнодорожных и гусеничных кранах, на плавучих пневмоперегрузателях, экскаваторах и других машинах.

Рассмотренная схема газообмена двухтактного дизеля называется контурной поперечно-щелевой. При такой системе продувки моменты начала и окончания выпуска и наполнения цилиндра взаимосвязаны и на индикаторной диаграмме располагаются на одной вертикали. Применяются и другие схемы продувки, которые будут рассмотрены далее.

Применение двухтактных дизелей более перспективно, чем двухтактных карбюраторных двигателей, поскольку их экономические показатели мало отличаются от показателей четырехтактных дизелей, имеющих наибольший КПД.

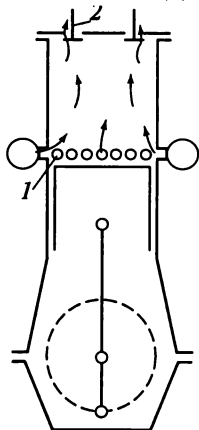


Рис. 15.63. Схема двухтактного дизельного двигателя с прямой продувкой клапанов

Общим недостатком двухтактных двигателей является значительная тепловая напряженность поршневой группы из-за большой частоты рабочих ходов. Частично этот недостаток может быть устранен при использовании *прямоточной клапано-щелевой схемы газообмена* (рис. 15.63).

При такой схеме на боковой поверхности цилиндра имеются только продувочные окна 1, а в цилиндрической крышке — специальные выпускные клапаны 2, через которые удаляются продукты сгорания. В период рабочего хода при движении поршня вниз в конце расширения сначала открываются выпускные клапаны, давление в цилиндре падает, а затем верхней кромкой поршня — продувочные окна.

Продувочный воздух движется прямо снизу вверх, вытесняя оставшиеся продукты сгорания. При прямоточной клапанно-шелевой продувке обеспечивается интенсивное охлаждение доньшка поршня и выпускных клапанов.

Двухтактные дизели применяются на грузовых автомобилях и автомобильных подъемных кранах.

Газообмен в четырехтактных двигателях. Удаление продуктов сгорания из цилиндра и заполнение его свежим зарядом называется *процессом газообмена*. В двигателях газообмен осуществляется специальным газораспределительным механизмом, в заданные моменты времени открывающим и закрывающим каналы, через которые удаляются отработавшие газы, и поступает свежий заряд.

В зависимости от конструктивного исполнения различают клапанные, бесклапанные и комбинированные механизмы газораспределения. В четырехтактных двигателях наибольшее распространение получили клапанные механизмы газораспределения. Они в свою очередь подразделяются на механизмы газораспределения с нижним и верхним расположением клапанов. В карбюраторных двигателях применяются механизмы газораспределения как с нижним, так и с верхним расположением клапанов, а в дизелях — только с верхним. Открываются клапаны во всех случаях кулачками распределительного вала, получающими вращение от коленчатого вала двигателя, а закрываются под воздействием пружин с последующим прижатием клапанов к седлу давлением газа в цилиндре. В четырехтактных двигателях частота вращения распределительного вала в 2 раза меньше частоты вращения коленчатого вала.

При нижнем расположении клапанов (см. рис. 15.57) механизм газораспределения имеет простую конструкцию и не создает большого шума в работе. Однако при этом ограничиваются возможности повышения степени сжатия из-за существенного снижения коэффициента наполнения вследствие дросселирования потока на входе при $\epsilon > 7$. Кроме того, получается большая поверхность охлаждения цилиндрической крышки, что увеличивает отвод тепла в охлаждающую среду и снижает экономичность двигателя.

Некоторые схемы механизмов газораспределения с верхним расположением клапанов, применяемые как в карбюраторных двигателях, так и в дизелях, изображены на рис. 15.64. Принцип работы механизма газораспределения при нижнем и верхнем расположениях клапанов одинаков, однако конструкция привода во втором случае более сложная. При работе по схеме рис. 15.64, а усилие от кулачка распределительного вала передается толкателю, а затем через штангу и коромысло на клапан.

При такой схеме расположения клапанов увеличивается высота двигателя и уменьшается жесткость механизма газораспределения. На рис. 15.64, б, в приведены схемы с верхним расположением распределительного вала.

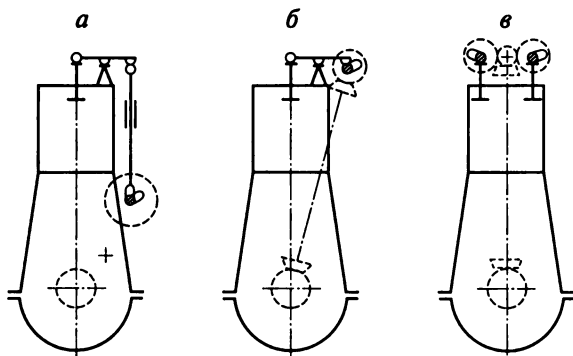


Рис. 15.64. Схемы механизмов газораспределения с верхним расположением клапанов с передачей усилия от распределительного вала на клапаны: *а* — через толкатель, штангу и коромысло; *б, в* — через конические шестерни при верхнем расположении распределительного вала

тельного вала, приводимого во вращение от коленчатого вала коническими шестернями. В этих схемах упрощается кинематическая связь между кулачками и клапанами. Усилия от кулачков распределительного вала передаются коромыслам, воздействующим на штоки клапанов. На схеме рис. 15.64, *в* кулачки распределительного вала непосредственно воздействуют на клапаны. В последних двух схемах механизм привода к клапанам имеет более жесткую конструкцию, исключая возможность деформации отдельных деталей.

В настоящее время карбюраторные двигатели строят с верхним расположением клапанов, поскольку в данном случае может быть применена более высокая степень сжатия и на 7–8% увеличен коэффициент наполнения, что позволяет повысить эффективный КПД двигателя и снизить удельный расход топлива.

Дизели в связи с большими степенями сжатия и малыми объемами камеры сгорания могут иметь только верхнее расположение клапанов.

Для лучшей очистки цилиндра от газов и наполнения его свежим зарядом клапаны выполняют с возможно большим проходным сечением, диаметр головки впускного клапана иногда делают больше, чем выпускного. С этой же целью желательны резкие открытие и закрытие клапана. Однако это невозможно из-за высоких инерционных усилий в механизме, что может вызвать его поломку. В связи с этим профиль кулачка выбирают таким, чтобы силы инерции не превышали допустимой величины, а клапаны открывались и закрывались относительно плавно. При проектировании механизма газораспределения диаметр клапана, высоту его подъема и закон открытия выбирают такими, чтобы заполнение цилиндра свежим зарядом происходило со средней скоростью 60–90 м/с, а выпуск газов — 80–120 м/с.

Фазы газораспределения в четырехтактных двигателях. Моменты открытия и закрытия клапанов, выраженные в углах поворота коленчатого вала по отношению к мертвым точкам, называются *фазами газораспределения*. Правильный выбор фаз газораспределения предопределяет основные показатели работы двигателя. Графически фазы газораспределения принято изображать в виде круговых диаграмм, называемых диаграммами газораспределения (рис. 15.65). В четырехтактном дизеле впускной клапан открывается (точка 1) до прихода кривошипа в ВМТ. Угол опережения открытия впускного клапана α_1 . Закрывается впускной клапан (точка 2) после поворота кривошипа за НМТ на угол α_4 . Этот угол называется углом запаздывания закрытия всасывающего клапана. За время запаздывания закрытия клапана в цилиндр дополнительно поступает до 10–15% топливно-воздушной смеси или воздуха.

Продолжительность впуска, измеренная в градусах поворота кривошипа, равна $\alpha_1 + 180^\circ + \alpha_4$.

После закрытия впускного клапана происходит сжатие. В точке 3 с углом опережения $\varphi_{оп}$ начинаются подача топлива в цилиндр, затем его воспламенение и сгорание. Подача топлива прекращается в точке 4, и с этого момента наблюдается расширение продуктов сгорания.

Выпускной клапан открывается с некоторым опережением на угол α_3 (точка 5) до прихода кривошипа в НМТ, когда давление в цилиндре 0,4–0,6 МПа. Предварительное открытие выпускного клапана уменьшает затрату работы на выталкивание отработавших газов из цилиндра.

Закрывается выпускной клапан (точка 6) после прохождения кривошипом ВМТ с запаздыванием на угол α_2 . Продолжительность выпуска газов $\alpha_3 + 180^\circ + \alpha_2$.

Углы опережения и запаздывания впуска и выпуска выбираются тем больше, чем выше быстроходность двигателя.

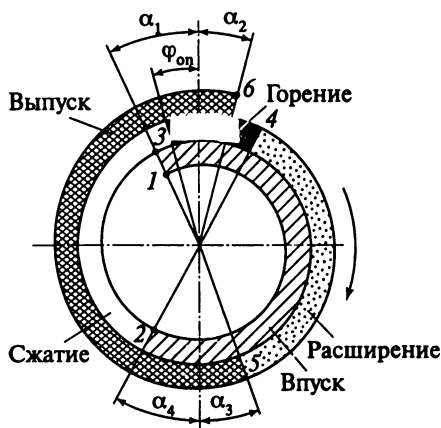


Рис. 15.65. Диаграмма газораспределения четырехтактного дизеля

Фазы газораспределения четырехтактных двигателей

Двигатель	Угол клапанов, град			
	впускного		выпускного	
	α_1	α_4	α_3	α_2
Дизель Д6	20	48	48	20
Тракторный Д-54	9	22	46	14
Карбюраторный ГАЗ-51	9	51	47	13

Из диаграммы газораспределения (рис. 15.65) видно, что в начале впуска около ВМТ одновременно открыты на угол поворота кривошипа $\alpha_1 + \alpha_2$ впускной и выпускной клапаны. При перекрытии клапанов за счет отсасывающего действия движущегося по выпускному трубопроводу потока отработавших газов осуществляется продувка камеры сгорания (в двигателях без наддува). В двигателях с наддувом продувка обеспечивается за счет положительного перепада давлений во впускном и выпускном трубопроводах.

Фазы газораспределения некоторых четырехтактных двигателей приведены в табл. 15.2.

При эксплуатации вследствие изменения теплового зазора и других причин может произойти изменение фаз газораспределения, что приводит к нарушению работы двигателя. В связи с этим необходимо периодически проверять и регулировать фазы газораспределения.

Газообмен в двухтактных двигателях. В двухтактных двигателях применяют бесклапанные и комбинированные механизмы газораспределения. Органами газораспределения в бесклапанном механизме являются продувочные и выпускные окна, а в комбинированном — *продувочные окна и выпускные клапаны*. В зависимости от формы газового потока в цилиндре различают *контурные* и *прямоточные* схемы продувки.

К контурным схемам продувки относятся простая поперечная щелевая, поперечная щелевая с двумя рядами продувочных окон и петлевая, а к прямоточным — прямоточно-клапанная.

Простая поперечно-щелевая схема продувки (рис. 15.66, а) применяется в основном в карбюраторных двигателях и дизелях небольшой мощности. Продувочные окна 2 располагаются напротив выпускных 1 и имеют меньшую высоту. На поршне очень часто делают козырек, отклоняющий поток воздуха или топливно-воздушной смеси вверх, что улучшает продувку верхней части цилиндра. Иногда продувочные окна в поперечном сечении размещаются тангенциально, вследствие чего обеспечивается вращательное движение воздуха.

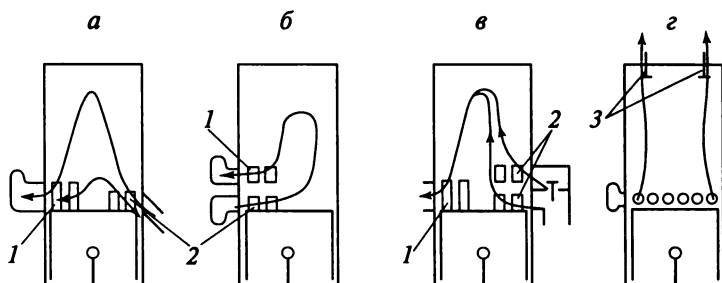


Рис. 15.66. Схемы продувок двухтактных двигателей:

а — простая поперечно-щелевая; *б* — петлевая; *в* — поперечно-щелевая с двумя рядами продувочных окон; *г* — прямоточно-клапанная

При петлевой продувке выпускные окна *1* располагаются над продувочными *2* с одной стороны цилиндра (рис. 15.66, *б*). В данном случае сначала открываются выпускные окна, происходит предварительный выпуск отработавших газов, а затем открываются продувочные окна. Выпускные окна размещены так, что поток воздуха из продувочных окон поднимается в верхнюю часть цилиндра, описывает петлю, опускается вниз и выходит через выпускные окна. Такой тип продувки применяется в дизелях большой мощности.

Преимуществом рассмотренных схем продувки является их простота, а недостатками — плохая очистка цилиндра от остаточных газов и потеря свежего заряда, поскольку выпускные окна закрываются позднее продувочных. Последний недостаток устраняется при поперечно-щелевой продувке с двумя рядами продувочных окон, причем их верхний ряд располагается выше выпускных (рис. 15.66, *в*). При такой схеме продувочный воздух проходит в цилиндр через два ряда продувочных окон *2*. В воздушном ресивере между двумя рядами продувочных окон установлена клапанная коробка с обратными клапанами.

При движении поршня вниз сначала открывается верхний ряд продувочных окон, но воздух через них не поступает, так как под действием давления газов в цилиндре клапаны в ресивере закрыты. Затем открываются выпускные окна *1*, в результате чего давление газов резко падает. К моменту открытия нижнего ряда продувочных окон давление газов становится немного меньше давления продувочного воздуха, и воздух начинает поступать в цилиндр через верхние и нижние окна. Продувочный воздух вытесняет из цилиндра оставшиеся газы и заполняет его свежим зарядом. При движении поршня вверх сначала закрываются выпускные окна, но через открытые верхние продувочные окна продолжает поступать дополнительная порция воздуха. Дозарядка цилиндра воздухом позволяет получить дополнительную мощность от двигателя. Этот тип продувки применяется в дизелях средней и большой мощности. Недостат-

ком его является некоторое усложнение конструкции механизма газораспределения.

В быстроходных дизелях широкое распространение получила прямоточно-клапанная продувка (рис. 15.66, *з*), рассмотренная выше. Такой тип продувки обеспечивает минимальное количество остаточных газов в цилиндре и минимальную потерю заряда. К недостаткам прямоточно-клапанной продувки относится сложность конструкции из-за применения выпускных клапанов *З* с механическим приводом.

Фазы газораспределения в двухтактных двигателях. Газообмен в двухтактном двигателе состоит из следующих фаз: предварение выпуска, выпуск-продувка и дозарядка или потеря заряда в зависимости от типа продувки. Характер этих фаз и их величина в углах поворота кривошипа зависят от типа двигателя, его быстроходности и схемы продувки.

Диаграмма газораспределения для двигателей с простой поперечно-щелевой и петлевой схемами продувки показана на рис. 15.67, *а*.

Точка *З* соответствует началу выпуска газов. Период открытия выпускных окон от точки *З* до точки *5* называется предварением выпуска. За этот период из цилиндра удаляется до 70% продуктов сгорания. При повороте кривошипа от точки *5* до точки *6* производится выпуск-продувка, т.е. удаляются оставшиеся в цилиндре отработавшие газы и он заполняется свежим зарядом.

Поскольку в рассматриваемых схемах продувки выпускные окна закрываются позднее продувочных, на участке *б—4* наблюдается потеря заряда. Моменты, соответствующие открытию и закрытию выпускных и продувочных окон, в данных схемах продувок не регулируются. В конце хода сжатия с опережением до ВМТ на угол $\varphi_{оп}$ начинается подача топлива. Процесс его сгорания характеризуется участком *1—2*.

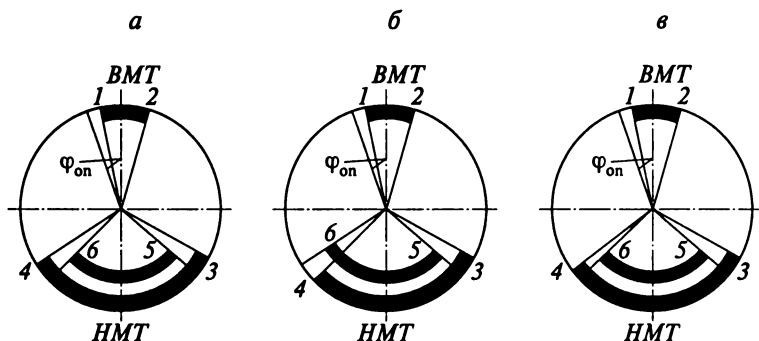


Рис. 15.67. Диаграммы газораспределения двухтактных дизелей при схемах продувки:

а — поперечно-щелевой и петлевой; *б* — поперечно-щелевой с двумя рядами продувочных окон; *в* — прямоточно-клапанной

При поперечно-щелевой схеме продувки с двумя рядами продувочных окон (рис. 15.67, б) во время третьей фазы газообмена на участке 4–6 происходит дозарядка цилиндра, а не потеря заряда, как в предыдущих схемах продувок.

При прямоточно-клапанной схеме продувки (см. рис. 15.67, в) возможна регулировка первой и третьей фаз газообмена в цилиндре. Выпускные клапаны могут быть так отрегулированы, что потеря заряда в третьей фазе будет сведена к минимуму (участок 6–4).

Смесеобразование в карбюраторных двигателях. В карбюраторных двигателях топливно-воздушная смесь готовится в специальном устройстве, называемом карбюратором.

В поплавковой камере 2 карбюратора с падающим потоком (рис. 15.68) с помощью поплавка 4 и игольчатого клапана 3 поддерживается постоянный уровень топлива. При работе двигателя вследствие всасывающего действия поршня в диффузоре 6 создается разрежение. Топливо из поплавковой камеры через калиброванное отверстие 1, называемое жиклером, подсасывается к распылителю 5, который распыливает его.

Чтобы предотвратить вытекание топлива из распылителя при неработающем двигателе, его верхняя кромка расположена на 2–3 мм выше уровня топлива в поплавковой камере. Последняя бывает *балансирующей* и *небалансирующей*. В первом случае поплавковая камера сообщается с атмосферным воздухом через воздухоочиститель, во втором — непосредственно с атмосферным воздухом, как показано на рис. 15.68.

К преимуществам балансируемых поплавковых камер относится то, что в них независимо от сопротивления воздушного фильтра лучше сбалансированы расходы воздуха и бензина и меньше загрязняется камера.

Образовавшаяся в диффузоре топливно-воздушная смесь по впускному трубопроводу через впускные клапаны направляется в цилиндры

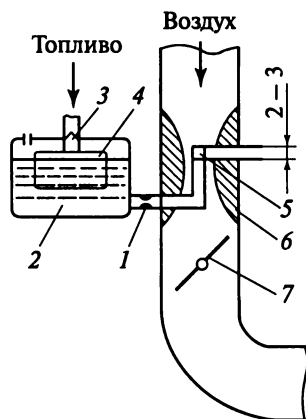


Рис. 15.68. Элементарный карбюратор

двигателя. Испарение топлива и смесеобразование начинаются в диффузоре карбюратора, продолжаются при движении смеси по всасывающему трубопроводу и заканчиваются при ее сжатии в цилиндре. В четырехтактных двигателях этот процесс происходит на протяжении двух ходов поршня, что соответствует $330\text{--}340^\circ$ поворота коленчатого вала. При всасывании и сжатии образуются завихрения, вследствие чего испарившееся топливо хорошо перемешивается с воздухом.

Для лучшего испарения топлива при смесеобразовании топливно-воздушную смесь иногда подогревают во всасывающем трубопроводе, что обеспечивает экономичное сжигание топлива при небольших коэффициентах избытка воздуха и высокой частоте вращения коленчатого вала.

Количество горючей смеси, поступающей в двигатель, а следовательно, и его мощность регулируют дроссельной заслонкой 7. При большем ее открытии возрастает скорость воздуха в диффузоре, увеличиваются разрежение и интенсивность истечения топлива из распылителя, а также количество топливно-воздушной смеси, поступающей в цилиндр.

В зависимости от конструкции двигателя и его нагрузки скорость воздуха в диффузоре колеблется от 50 до 150 м/с. Состав смеси, приготовленной в карбюраторе, характеризуется коэффициентом избытка воздуха α . Горючая смесь при $\alpha = 1$ называется *нормальной*, при $\alpha = 1 + 1,15$ — *обедненной*, при $\alpha > 1,15$ — *бедной*. Работа двигателя от средней до полной нагрузки на обедненной смеси обеспечивает наименьший удельный расход топлива. При $\alpha > 1,3$ топливно-воздушная смесь не воспламеняется из-за недостатка топлива. Смесь с избыточным количеством топлива при $\alpha = 1 + 1,15$ называется обогащенной, а при $\alpha < 0,8$ — богатой. При $\alpha < 0,3$ топливно-воздушная смесь не воспламеняется из-за недостатка воздуха.

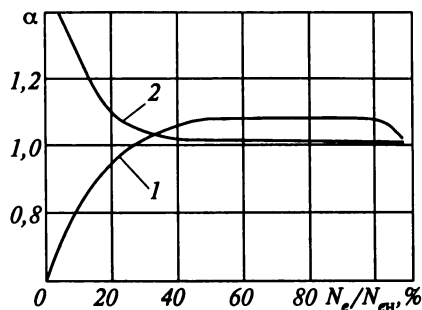
При работе на обогащенной смеси обеспечивается наибольшая мощность двигателя вследствие увеличения теплоты сгорания заряда и большей скорости распространения пламени. Однако при работе на этой смеси топливо сгорает не полностью, что приводит к его повышенному удельному расходу.

На обогащенной смеси двигатель должен работать в периоды пуска, холостого хода и при максимальной мощности.

Желаемая кривая I изменения коэффициента избытка воздуха (рис. 15.69) в зависимости от нагрузки двигателя является характеристикой карбюратора.

При работе двигателя с элементарным карбюратором в период пуска вследствие малого разрежения в диффузоре и расположения уровня топлива в распылителе на 2–3 мм ниже его устья, истечения топлива из распылителя не происходит и в двигатель поступает чистый воздух ($\alpha \rightarrow \infty$). Таким образом, пуск двигателя с элементарным карбюратором невозможен.

Рис. 15.69. Зависимость требуемого состава смеси в двигателе от нагрузки N_e/N_{en}



С возрастанием нагрузки увеличиваются разрежение в диффузоре и интенсивность истечения топлива из распылителя, что обеспечивает работу двигателя с $\alpha \approx 1$.

При дальнейшем увеличении нагрузки состав смеси практически не изменяется (кривая 2).

Следовательно, элементарный карбюратор не может обеспечить пуск и устойчивую работу двигателя на холостом ходу, а также требуемого состава смеси при переходе с одного режима работы на другой. Поэтому его оборудуют устройствами, обеспечивающими получение наиболее выгоднейшего состава смеси при различных режимах работы двигателя. К таким устройствам относятся компенсационные жиклеры, экономайзеры, ускорительные насосы и т.д.

Схема карбюратора с компенсационным жиклером 3, устанавливаемым в дополнение к главному жиклеру 4, показана на рис. 15.70. Компенсационный жиклер связан с колодцем 2, который в верхней части соединяется с атмосферой, а в нижней — с распылителем 1.

При неработающем двигателе уровень топлива в поплавковой камере, колодце и распылителях одинаков. Во время работы двигателя на малых нагрузках топливо поступает в диффузор одновременно из распылителей главного 4 и компенсационного 3 жиклеров, обеспечивая получение обогащенной смеси. По мере увеличения нагрузки двигателя топливо из колодца компенсационного жиклера расходуется, и его количество в дальнейшем будет подаваться через распылитель главного жиклера.

Через распылитель компенсационного жиклера будет поступать бензино-воздушная эмульсия, улучшающая качество смесеобразования. Расход топлива, подаваемого через компенсационный жиклер, определяется только высотой h столба топлива между уровнем его в поплавковой камере и сечением компенсационного жиклера. Таким образом, с увеличением нагрузки количество топлива, подаваемое через компенсационный жиклер, уменьшается, обеспечивая получение обедненной смеси.

Чтобы получить обогащенную смесь на режиме максимальной мощности, карбюраторы оборудуют экономайзерами с механическим или

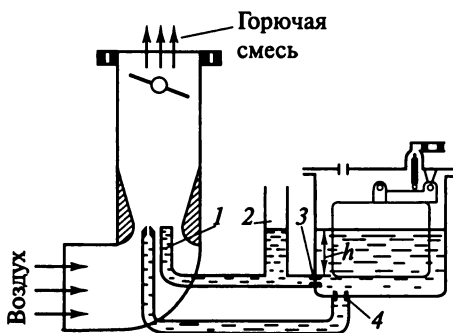


Рис. 15.70. Схема карбюратора с компенсационным жиклером

пневматическим приводом. Механический привод (рис. 15.71, а) состоит из штока с диском 1 и рычага 2, закрепленного на оси дроссельной заслонки 3. При открытии дроссельной заслонки шток с диском опускает клапан 7, открывая дополнительный проход топливу в смесительную камеру через жиклер 5 и распылитель 4, что приводит к обогащению топливно-воздушной смеси. Прикрытия дроссельной заслонки сопровождается подъемом штока и закрытием клапана 7 пружиной 6. После этого топливо подается в смесительную камеру только через главный жиклер 8.

При резком открытии дроссельной заслонки происходит кратковременное обеднение топливно-воздушной смеси из-за большой разницы в инерционности подачи топлива и воздуха, в результате чего снижается частота вращения коленчатого вала двигателя.

Для обогащения смеси при резком открытии заслонки карбюратор снабжают ускорительными насосами (рис. 15.71, б), обычно размещаемыми в поплавковой камере. Насос состоит из поршня 5, перемещающегося в цилиндре, всасывающего и нагнетательного клапанов, жиклера и распылителя 2, пружины 3 и привода 1 к поршню.

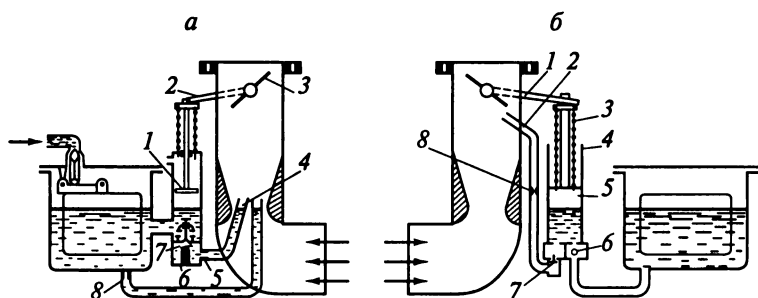


Рис. 15.71. Схема карбюратора с экономайзером (а) и ускорительным насосом (б)

При закрытой заслонке поршень насоса находится в верхнем положении и топливо через всасывающий клапан заполняет внутреннюю полость цилиндра 4. Когда заслонка открывается медленно, поршень опускается постепенно и топливо перетекает в поплавковую камеру, минуя всасывающий клапан. При резком открытии заслонки поршень быстро опускается вниз, пружина 3 сжимается, и топливо, прижав всасывающий клапан 6 к седлу, открывает нагнетательный клапан 7 и через распылитель 2 поступает в смесительную камеру, предотвращая обеднение смеси. Пружина 3 и жиклер 8 обеспечивают более продолжительный впрыск топлива.

Смесеобразование в дизелях. Процесс смесеобразования в дизелях начинается с момента подачи топлива в цилиндр топливным насосом через форсунку. Продолжительность его подачи занимает 20–40° поворота коленчатого вала. За этот период происходит не только смесеобразование, но и сгорание основной части топлива.

Кратковременность процесса смесеобразования и применение тяжелых топлив в дизелях приводят к получению неоднородной топливно-воздушной смеси.

В зависимости от способа смесеобразования дизели бывают с *неразделенными* и *разделенными* камерами сгорания. Неразделенная камера сгорания представляет объем, ограниченный днищем поршня и крышкой цилиндра. Форма камеры сгорания обычно образуется различной конфигурацией головки поршня (рис. 15.72, I, II). В таких камерах сгорания вихревые токи, возникающие в цилиндре, не обеспечивают хорошего перемешивания топлива с воздухом. Оно достигается за счет тонкости распыливания и достаточной дальности проникновения струй топлива. Для этого применяют многодырчатые форсунки 1 с отверстиями малого диаметра (0,15–0,4 мм) и большим давлением впрыска, достигающим 100 МПа. При движении струи топлива с большими скоростями (150–400 м/с), вследствие трения о воздух происходит ее разрушение на капельки размером 2–3 мк.

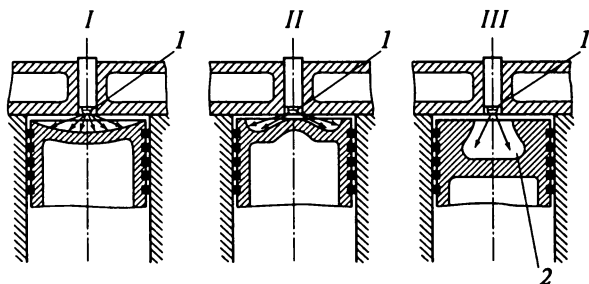


Рис. 15.72. Формы неразделенных камер сгорания

Полученная таким образом топливно-воздушная смесь будет сгорать достаточно полно, если частички топлива равномерно распределены по всему объему камеры сгорания. Однако из-за кратковременности периода смесеобразования добиться указанного трудно. Поэтому сгорание топлива должно протекать при больших коэффициентах избытка воздуха $\alpha = 1,6 + 2$, при которых только можно обеспечить полное сгорание топлива.

Преимуществом дизелей с неразделенными камерами является относительно небольшой удельный расход топлива $0,220\text{--}0,260$ кг/(кВт·ч). Это объясняется уменьшением потери тепла в охлаждающую среду через стенки камеры сгорания из-за ее компактности. Сравнительно невысокие степени сжатия и уменьшение потери тепла в охлаждающую среду обеспечивают более легкий пуск двигателя.

К недостаткам двигателей с неразделенными камерами сгорания относятся:

- необходимость использования топливных насосов высокого давления $p = 25 + 50$ МПа;

- применение многодырчатых форсунок с малым диаметром отверстий ($d = 0,12 + 0,25$ мм), требующих большой точности изготовления топливной аппаратуры;

- резкое нарастание давления в цилиндре в период сгорания топлива, обуславливающее жесткую работу двигателя. Этого можно избежать, если применить объемно-пленочное смесеобразование. В последнем случае камера сгорания размещается в поршне (рис. 15.72, л) и имеет шаровую или трапециевидальную форму. Около 90–95% подаваемого форсункой 1 топлива попадает на поверхность камеры сгорания, где образуется тонкая пленка. Вследствие высокой температуры стенок камеры сгорания топливо постепенно испаряется, его пары перемешиваются с воздухом, бездымно сгорают, обеспечивая мягкую работу двигателя.

Неразделенные камеры сгорания обычно применяют в двигателях достаточно большой мощности, работающих с устойчивой нагрузкой. При переменных нагрузках качество смесеобразования в этих двигателях ухудшается, что снижает их экономичность.

В быстроходных дизелях небольшой мощности получили распространение разделённые камеры. Их применение в основном объясняется тем, что в неразделенных камерах сгорания трудно обеспечить качественное распыливание малых порций топлива (нужны высокие давления впрыска топлива и диаметры сопел отверстий распылителя менее 0,15 мм). Разделенные камеры позволяют использовать более простую, дешевую долговечную топливную аппаратуру, что снижает стоимость двигателя. В таких камерах обеспечивается устойчивое качество смесеобразования на переменных режимах работы. Двигатели с разделенными камерами сгорания бывают предкамерные и вихрекамерные.

Предкамерные дизели (рис. 15.73, *а*), в которых камера сгорания состоит из предкамеры 2 и основной камеры 1. Объем предкамеры составляет 20–40% общего объема камеры сгорания. Предкамера обычно располагается в крышке цилиндра и соединяется узким каналом 3 с основной камерой. В период сжатия воздух из цилиндра перетекает в предкамеру.

Впрыснутое через форсунку в предкамеру топливо из-за недостатка воздуха сгорает частично. В результате этого, давление в предкамере резко возрастает до 7–8 МПа, смесь продуктов сгорания и несгоревшего топлива с большой скоростью (200–400 м/с) перетекает в цилиндр. При этом несгоревшее топливо хорошо перемешивается с воздухом, находящимся в цилиндре, что обеспечивает быстрое и полное его сгорание.

Таким образом, в предкамерных дизелях для улучшения смесеобразования используется энергия продуктов сгорания части топлива, сгоревшего в предкамере. Подача топлива в предкамеру под небольшим давлением 8–12 МПа упрощает устройство топливной аппаратуры.

Вихрекамерные дизели (рис. 15.73, *б*) имеют вихревую камеру 2 цилиндрической или шаровой формы, которая располагается в цилиндрической крышке. Ее нижняя часть выполняется в виде вставки 1 из жароупорной стали. Объем вихревой камеры составляет 50–80% общего объема камеры сгорания. С цилиндром камера сгорания соединена тангенциально расположенным широким каналом 3. Благодаря этому в период сжатия обеспечивается вращательное движение воздуха, поступающего из цилиндра в камеру, как в камере, так и на выходе из нее, что позволяет добиться хорошего смесеобразования. В вихревой камере сгорает значительная часть топлива, остальное вместе с продуктами сгорания перетекает в цилиндр, где и догорает. Широкий канал между камерой и цилиндром позволяет по сравнению с предкамерным смесеобразованием значительно уменьшить потери на дросселирование.

Организованный характер вихревого движения воздуха в двигателях с разделенными камерами сгорания обеспечивает хорошее смесеобразование и полное сгорание топлива при $\alpha = 1,3$ –1,5. Качество смесеобразования в этих двигателях мало зависит от нагрузки двигателя.

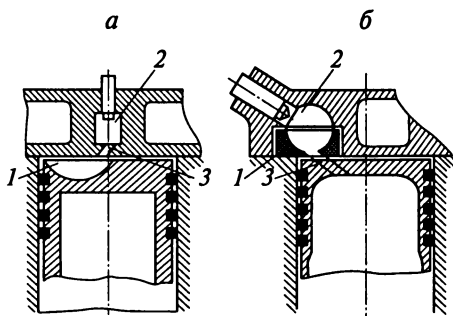


Рис. 15.73. Формы разделенных камер сгорания

Основными достоинствами разделенных камер сгорания являются: применение более простой топливной аппаратуры (однодырчатые форсунки, насосы с небольшим давлением впрыска), снижение требований к качеству топлива и его очистке, хорошая приспособляемость двигателя к различным режимам работы, менее жесткая их работа.

К недостаткам двигателей с разделенными камерами относятся: гидравлические потери, связанные с перетеканием газов с большими скоростями из камеры в цилиндр, повышенные тепловые потери из-за большей поверхности охлаждения камеры сгорания, трудность очистки цилиндра от остаточных газов. Все это приводит к снижению КПД двигателя и увеличению удельного расхода топлива до 0,260–0,295 кг/(кВт·ч). Удельный расход топлива у двигателей с вихрекамерным смесеобразованием меньше, чем у предкамерных.

Пуск холодного двигателя с разделенными камерами сгорания в связи с большей поверхностью их охлаждения затруднен. Для облегчения пуска двигателя применяют повышенную степень сжатия ($\epsilon = 16 + 18$).

Мощность двигателя. Как известно, работа, совершаемая газами в цилиндре двигателя за один цикл, пропорциональна площади индикаторной диаграммы:

$$L_i = p_i \frac{\pi d^2}{4} S, \quad (15.103)$$

где p_i — среднее индикаторное давление (рис. 15.74), представляющее условное постоянное давление газов в цилиндре, которое, действуя на поршень, совершает за один его ход работу, равную работе газов в цилиндре за один цикл, Па.

Индикаторную работу, равную площади диаграммы, можно представить как

$$h_i = p_i V_h, \quad (15.104)$$

где V_h — рабочий объем цилиндра, м³.

Давление p_i находят по индикаторной диаграмме. Графически она представляет высоту прямоугольника с основанием V_h , площадь которого равна площади индикаторной диаграммы

$$p_i = L_i / V_h, \quad (15.105)$$

Чем больше среднее индикаторное давление, тем больше удельная работа, отнесенная к единице рабочего объема цилиндра.

В двухтактных двигателях среднее индикаторное давление относят к полезному ходу поршня.

Для различных типов двигателей p_i имеет следующие значения, МПа:

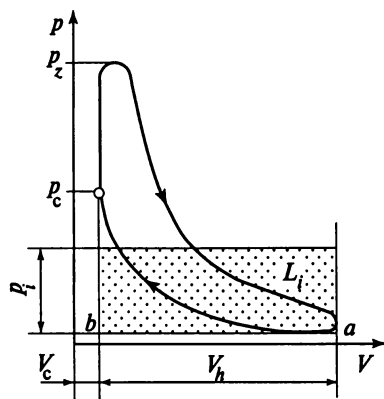


Рис. 15.74. Действительная индикаторная диаграмма двигателя

Четырехтактные карбюраторные двигатели 0,7–1,0
 » дизели без наддува до 2,2
 » » с наддувом 0,6–0,9
 Двухтактные » с отдельным продувочным насосом 0,5–1,0

Зная индикаторную работу, определим индикаторную мощность двигателя

$$N_i = L_i / \tau, \quad (15.106)$$

где τ – время, затрачиваемое на совершение одного цикла

$$\tau = 60 / (nk), \quad (15.107)$$

где n – частота вращения, мин^{-1} ; k – коэффициент тактности; для четырехтактных двигателей $k = 0,5$; для двухтактных $k = 1,0$.

Индикаторная мощность всего двигателя с числом цилиндров i

$$N_i = \frac{p_i \pi D^2 S n k i}{4 \cdot 60} = \frac{p_i V_h n k i}{60}. \quad (15.108)$$

Мощность N_e , развиваемая на валу двигателя, называется *эффективной*. Она меньше индикаторной на величину мощности, расходуемой на преодоление сил трения, привод навешенных на двигатель механизмов и на насосные потери. Перечисленные потери $N_{тр}$ учитываются *механическим КПД*

$$\eta_m = \frac{N_e}{N_i} = \frac{N_i - N_{тр}}{N_i}. \quad (15.109)$$

Механический КПД зависит от типа и конструкции двигателя, частоты его вращения, качества смазочного материала, температурного режима, количества навешенных механизмов. У современных двигателей $\eta_m = 0,7 + 0,85$.

Эффективная мощность двигателя

$$N_e = \eta_m N_i = \frac{p_i \eta_m V_h n k i}{60}. \quad (15.110)$$

В (15.110) произведение $p_i \eta_m$ принято называть средним эффективным давлением p_e , представляющим собой условное постоянное давление на поршень, которое производит работу, равную эффективной работе на валу двигателя.

Выражая N_e через среднее эффективное давление, получаем

$$N_e = \frac{p_e V_h n k i}{60}. \quad (15.111)$$

Для сравнения степени использования рабочего объема цилиндров двигателей различных типов пользуются понятием *литровая мощность*, представляющим собой отношение эффективной мощности к рабочему объему всех цилиндров двигателя, выраженному в литрах [см. (15.100)],

$$N_l = N_e / V_l. \quad (15.112)$$

Среднее значение литровой мощности у современных карбюраторных двигателей лежит в пределах 15–40 кВт/л, а у дизелей 8–25 кВт/л.

Коэффициенты полезного действия двигателей. В подразд. 5.3 рассматривалось применение системы коэффициентов полезного действия энергетических установок для сравнения их термодинамической эффективности. Экономичность действительного рабочего цикла двигателя оценивают индикаторным КПД, представляющим собой отношение полезной работы, полученной в цилиндре двигателя, к затраченной теплоте.

При известной индикаторной мощности двигателя работа в цилиндре равна $3600 N_i$, а затраченная теплота топлива $B Q_H^p$ (здесь B — расход топлива, кг/ч; Q_H^p — низшая теплота сгорания топлива, кДж/кг).

Индикаторный КПД

$$\eta_i = \frac{3600 N_i}{B Q_H^p}.$$

Индикаторный КПД, помимо термодинамических потерь, учитывает и потери, вызванные отклонениями линий сжатия и расширения от адиабат и т.д. Величина этих дополнительных тепловых потерь в действительном рабочем цикле определяется *относительным индикаторным КПД* по (5.8)

$$\eta_{oi} = \eta_i / \eta_r$$

Для большинства двигателей $\eta_{oi} = 0,75 + 0,85$. Экономичность всего двигателя оценивается эффективным КПД, учитывающим как тепло-

вые, так и механические потери. Он равен отношению полезной работы на валу ко всей затраченной теплоте [см. (5.13)]:

$$\eta_e = \frac{3600 N_e}{B Q_H^p}.$$

Поскольку $N_e = \eta_{\text{мех}} N_i$, то в соответствии с (5.12)

$$\eta_e = \eta_i \eta_{oi} \eta_{\text{мех}}.$$

Для карбюраторных двигателей $\eta_e = 0,2 + 0,28$, для дизелей $\eta_e = 0,3 + 0,4$.

Изменение эффективного, индикаторного и механического КПД дизеля в зависимости от его нагрузки (при $n = \text{const}$) показано на рис. 15.75. Как видно из рисунка, индикаторный КПД с изменением нагрузки меняется мало. Эффективный и механический КПД изменяются от максимума, соответствующего эксплуатационной нагрузке двигателя, до нуля при холостом ходе двигателя.

Для оценки экономичности двигателя часто используют также удельный расход топлива, т.е. расход топлива, приходящегося на 1 кВт·ч работы на валу двигателя, кг/(кВт·ч),

$$g_e = B/N_e. \quad (15.113)$$

Используя (5.13) и (15.113), получаем уравнение, связывающее g_e и η_e ,

$$g_e = \frac{3600}{\eta_e Q_H^p}. \quad (15.114)$$

Эффективный удельный расход топлива g_e для различных типов двигателей при работе на номинальном режиме колеблется в следующих пределах:

в карбюраторных двигателях – 0,285–0,380 кг/(кВт·ч);

в дизелях – 0,220–0,280 кг/(кВт·ч).

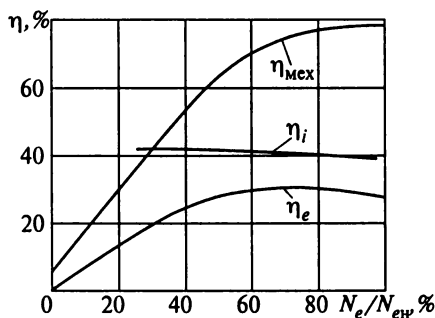


Рис. 15.75. Зависимость индикаторного, механического и эффективного КПД дизеля от нагрузки

Из (15.114) видно, что максимальному η_e соответствует минимальный удельный расход топлива. Этот режим работы двигателя называется экономическим.

Тепловой баланс двигателя. Распределение теплоты, выделившейся в цилиндре двигателя при сгорании топлива, на полезно затраченную и неиспользуемую теплоту, обусловленное тепловыми потерями, называется тепловым балансом двигателя. Его составляют по результатам исследований и относят к 1 кг топлива или к 1 ч работы двигателя [см. (6.17)].

В тепловой баланс не входит составляющая, характеризующая механические потери. Эти потери обусловлены работой трения и в виде теплоты входят в состав потерь с охлаждающей водой и маслом. Остальная их часть учитывается остаточным членом теплового баланса. Составляющие теплового баланса могут быть определены по результатам балансовых испытаний двигателя.

Располагаемая теплота, получаемая при сжигании топлива, кДж/ч, определяется по формуле

$$Q_T = BQ_H^p. \quad (15.115)$$

Теплота, эквивалентная эффективной работе двигателя, кДж/ч,

$$Q_e = 3600 N_e. \quad (15.116)$$

Теплота, теряемая с выпускными газами, кДж/ч,

$$Q_T = M_T c_p^T t_T - M_3 c_p^3 t_3, \quad (15.117)$$

где M_T, M_3 — количество соответственно выпускных газов и свежего заряда, кг/ч; c_p^T, c_p^3 — массовые изобарные теплоемкости соответственно выпускных газов и свежего заряда, кДж/(кг·К); t_T, t_3 — температуры соответственно выпускных газов и свежего заряда, °С.

Теплота, теряемая с охлаждающей водой, кДж/ч,

$$Q_B = M_B c_B (t'_B - t''_B), \quad (15.118)$$

где M_B — расход охлаждающей воды через систему охлаждения, кг/ч; c_B — массовая теплоемкость воды, кДж/(кг·К); t'_B, t''_B — температуры охлаждающей воды соответственно на входе в двигатель и выходе из него.

Теплота, теряемая со смазочным материалом, кДж/ч,

$$Q_M = M_M c_M (t'_M - t''_M), \quad (15.119)$$

где M_M — расход масла через смазочную систему, кг/ч; c_M — массовая теплоемкость масла, кДж/(кг·К); t'_M, t''_M — температуры масла соответственно на входе в двигатель и выходе из него, °С.

Потерю теплоты из-за неполноты сгорания, кДж/ч, определяют только при $\alpha < 1$:

$$Q_H = 418(1 - \alpha)L_{\min}B, \quad (15.120)$$

где α — коэффициент избытка воздуха; $L_{\min}$ — количество воздуха, теоретически необходимое для полного сгорания 1 кг топлива, кг; B — расход топлива, кг/ч.

При коэффициенте избытка воздуха $\alpha > 1$ эта потеря незначительна и ее обычно включают в остаточный член теплового баланса [см. формулу (6.17)]. В остаточный член также входят: теплота, теряемая во внешнюю среду излучением, часть механических потерь и погрешность в определении отдельных составляющих теплового баланса:

$$Q_{\text{ост}} = Q_T - (Q_e + Q_v + Q_m + Q_H). \quad (15.121)$$

Если составляющие теплового баланса выразить в процентах от всей располагаемой теплоты Q_T , то (6.17) примет вид

$$q_e + q_T + q_v + q_m + q_H + q_{\text{ост}} = 100\%. \quad (15.122)$$

Примерные значения составляющих теплового баланса карбюраторных двигателей и дизелей приведены в табл. 15.3.

Способы повышения мощности. Из (15.111) следует, что мощность двигателя можно повысить увеличением: 1) диаметра цилиндра D , а следовательно, и его рабочего объема V_h ; 2) числа цилиндров i ; 3) частоты вращения двигателя n ; 4) среднего эффективного давления p_e .

Первые два способа повышения мощности связаны с увеличением размеров и массы двигателя.

Максимальная частота вращения, на которую проектируют двигатель, в большинстве случаев не превышает для карбюраторных двигателей 8000 мин^{-1} , для дизелей 4000 мин^{-1} . Повышенные частоты вращения позволяют существенно уменьшить массу и размеры двигателей, что особенно важно для двигателей, применяемых в подъемно-транспорт-

Таблица 15.3

Относительные составляющие теплового баланса двигателей внутреннего сгорания

Составляющая баланса	Количество теплоты, %	
	Карбюраторный двигатель	Дизель
Теплота, эквивалентная эффективной работе	20–28	30–42
Потеря теплоты с отработавшими газами	35–45	25–35
Потеря теплоты с охлаждающей жидкостью	15–20	15–35
Потеря теплоты с маслом	2–4	2–5
Остаточный член теплового баланса	3–10	3–8

ных машинах. Однако необходимо иметь в виду, что увеличение частоты вращения влияет на износ деталей двигателей и уменьшает их моторесурс. Поэтому увеличение мощности двигателя за счет повышения n не всегда может быть оправдано.

Среднее эффективное давление $p_e = p_i \eta_m$. Его можно увеличить повышением механического КПД и среднего индикаторного давления. Повысить среднее индикаторное давление можно только путем увеличения работы, производимой газами в цилиндре двигателя, в результате чего возрастает площадь индикаторной диаграммы. Это достигается повышением степени сжатия и увеличением максимального давления p_z или увеличением массы заряда за счет подачи его в цилиндр при давлении больше атмосферного.

При повышении степени сжатия площадь индикаторной диаграммы увеличивается незначительно, одновременно возрастает максимальное давление цикла p_z , что в свою очередь приводит к увеличению массы двигателя.

Принудительное наполнение цилиндра свежим зарядом повышенного давления называется *наддувом*. При наддуве в рабочем объеме цилиндра увеличивается масса воздушного заряда, а следовательно, возрастает и количество топлива, которое можно сжечь за каждый рабочий цикл. Процесс сгорания при этом не ухудшается и не возникает теплового перенапряжения стенок камеры сгорания. Вследствие сжигания в цилиндре большого количества топлива при наддуве увеличиваются ширина индикаторной диаграммы и ее площадь, а следовательно, и среднее индикаторное давление p_i .

На рис. 15.76 для сравнения приведена индикаторная диаграмма дизеля без наддува и с наддувом. При наддуве среднее индикаторное давление p_i^n может быть увеличено с 0,7 до 2,5 МПа.

Мощностные параметры двигателей при наддуве оценивают так называемой степенью наддува λ , представляющей отношение среднего эф-

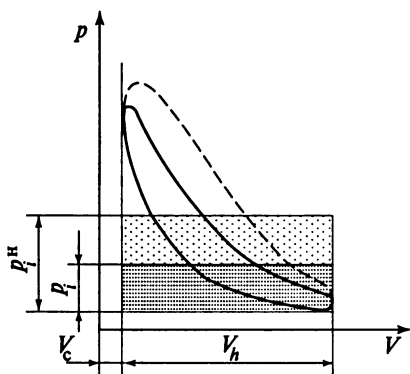


Рис. 15.76. Индикаторная диаграмма двигателя с наддувом и без наддува

эффективного давления в двигателе с наддувом p_e^H к этому же давлению в двигателе без наддува p_e при работе на номинальном режиме:

$$\lambda_n = p_e^H / p_e. \quad (15.123)$$

Степень наддува приблизительно можно выразить как отношение давления наддува p_n к давлению окружающей среды:

$$\lambda_n = (p_e^H / p_e)^{1/n}, \quad (15.124)$$

где n — показатель политропы сжатия нагнетателя.

С ростом давления воздуха в нагнетателе повышается и его температура, в результате чего снижается удельная мощность двигателя. В современных двигателях при давлении наддувочного воздуха более 0,15 МПа рекомендуется применять промежуточное охлаждение воздуха.

Степень сжатия в двигателях с наддувом обычно меньше, чем в двигателях без наддува. Это позволяет избежать значительного повышения максимального давления цикла.

С помощью наддува мощность можно повысить не только в дизелях, но и в карбюраторных двигателях.

Применение наддува позволяет создать серию двигателей одного типоразмерного ряда с разными мощностями без изменения основных деталей и узлов базового двигателя. Наддув является одним из самых эффективных и универсальных способов повышения мощности двигателя.

Схемы наддува двигателей. В четырехтактных двигателях применяют механический, газотурбинный и инерционный наддувы.

При *механическом наддуве* (рис. 15.77, а) воздушный нагнетатель 1 имеет привод от коленчатого вала двигателя.

Основным недостатком такой схемы является снижение экономических показателей двигателя, особенно при его работе на долевых режимах. Объясняется это тем, что механический нагнетатель при любых режимах двигателя подает одно и то же количество воздуха, а следовательно, потребляет одну и ту же мощность от него, что приводит к резкому

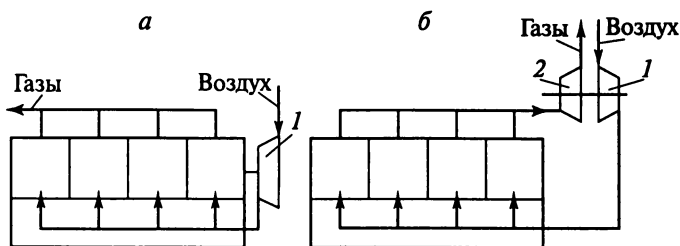


Рис. 15.77. Схемы механического (а) и газотурбинного (б) наддувов двигателей

снижению механического КПД при работе на долевых режимах. По указанным причинам механический наддув не получил широкого распространения.

При газотурбинном наддуве свежий заряд в цилиндр подается воздушным центробежным нагнетателем 1, приводимым во вращение газовой турбиной 2, работающей на отработавших газах двигателя (рис. 15.77, б). Воздушный нагнетатель засасывает воздух из атмосферы и нагнетает его через впускные клапаны в цилиндры.

К преимуществам этой схемы наддува относятся использование отработавших газов для привода газовой турбины и саморегулируемость наддувочного агрегата. Последнее объясняется тем, что с понижением мощности двигателя уменьшаются давление и температура отработавших газов; это приводит к снижению частоты вращения и мощности, развиваемой газовой турбиной и потребляемой нагнетателем, а следовательно, к уменьшению количества и давления подаваемого воздуха.

При наддуве индикаторные показатели работы двигателя практически остаются без изменений. Однако повышается его эффективный КПД за счет возрастания механического КПД. Как следует из (15.109), механические потери, приходящиеся на 1 кВт, с ростом мощности N_i уменьшаются, поскольку механические потери $N_{тр}$ при газотурбинном наддуве и без него одинаковы.

Газотурбинным наддувом оборудуются двигатели мощностью более 75 кВт. При меньших мощностях количество газов, проходящих через турбину, невелико и ее размеры получаются весьма малыми и трудно выполнимыми.

С повышением степени сжатия и понижением температуры отработавших газов стало возможным применение газотурбинного наддува и в карбюраторных двигателях. Этому также способствовало создание компактных малогабаритных турбонагнетателей. Понижение температуры отработавших газов в двигателях позволяет обеспечивать продолжительную и надежную работу газовой турбины.

В карбюраторных двигателях воздушный нагнетатель можно устанавливать за карбюратором или перед ним. При размещении нагнетателя за карбюратором через него проходит топливно-воздушная смесь. Повышение температуры воздуха в нагнетателе улучшает условия испарения топлива, однако капельки неиспарившегося топлива могут быть отброшены на стенки воздухохраника, что может обеднить рабочую смесь. При расположении нагнетателя перед карбюратором его надо выполнять герметичным.

При *инерционном наддуве* давление на входе в цилиндры повышается в конце впуска за время запаздывания закрытия впускного клапана. Достигается это за счет использования кинетической энергии потока воздуха, движущегося во впускном тракте двигателя. Давление на входе в

цилиндр в конце впуска зависит от массы и скорости воздуха во впускном воздуховоде. Для повышения давления на впуске применяют длинные впускные трубопроводы, специально профилированные кулачковые шайбы впускных клапанов и т.д.

В целях улучшения очистки цилиндров и более полного их заполнения свежим зарядом используют эжекционный эффект выпускного тракта.

Инерционный наддув позволяет получить невысокие степени наддува. Его применяют в основном в карбюраторных двигателях.

Двухтактные двигатели снабжают продувочным насосом с механическим приводом, с помощью которого цилиндр продувают и наполняют свежим зарядом при давлении 0,115–0,125 МПа. Таким образом, двухтактные двигатели можно считать двигателями с механическим наддувом. Наряду с механическим наддувом двухтактные двигатели в качестве второй ступени могут иметь газотурбинный наддув. Однако не следует забывать, что в двухтактных двигателях температура отработавших газов меньше (270 ... 350 °С), чем в четырехтактных (350 ... 500 °С), а следовательно, меньше и запас энергии этих газов. Это может оказаться недостаточным для осуществления газотурбинного наддува с требуемой степенью повышения давления, особенно на долевых режимах работы двигателя.

Скоростные характеристики двигателей. Двигатели внутреннего сгорания могут работать с различными мощностью и частотой вращения. Действительные значения мощности, среднего эффективного давления, удельного расхода топлива и других показателей, характеризующих работу двигателя на различных режимах, определяют при испытаниях. Результаты их изображают в виде графических зависимостей одних параметров от других. Такие зависимости называются характеристиками двигателя (скоростными, нагрузочными и регулировочными).

Скоростные характеристики показывают зависимость основных показателей (мощности, крутящего момента, удельного расхода топлива) от частоты вращения коленчатого вала при постоянном положении топливрегулирующего органа (дроссельной заслонки, рейки топливного насоса). В зависимости от положения топливрегулирующего органа различают внешнюю и частичные скоростные характеристики. *Внешнюю* скоростную характеристику снимают при полностью открытой заслонке или при полной подаче топлива насосом.

В дизелях топливные насосы устанавливают с запасом по производительности, поэтому в зависимости от положений рейки топливного насоса в них различают три внешние скоростные характеристики:

нормальную эксплуатационную, соответствующую мощностям, развиваемым в эксплуатации без ограничения времени;

наибольшую эксплуатационную, обеспечивающую наибольшую эксплуатационную мощность в течение ограниченного времени (1–3 ч);

максимальную, соответствующую максимальной мощности на всем

диапазоне частоты вращения (рейка топливных насосов поставлена на максимально возможную подачу); эксплуатация дизелей на этой характеристике не допускается.

Характеристики, полученные при неполном открытии дроссельной заслонки или частичной подаче топлива насосом, называются частичными скоростными характеристиками.

Эффективная мощность, развиваемая двигателем

$$N_e = C p_e n, \quad (15.125)$$

где C – постоянный коэффициент двигателя.

$$C = \frac{V h k i}{60}. \quad (15.126)$$

Подставляя значение N_e в формулу для крутящего момента, получаем

$$M_e = 9,55 \frac{N_e}{n} = 9,55 C p_e. \quad (15.127)$$

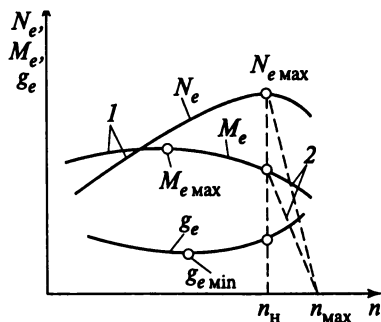
Из (15.125) видно, что эффективную мощность двигателя можно изменить двумя способами: изменением частоты вращения n и изменением давления p_e за счет цикловой подачи топлива. Во втором случае будет изменяться и крутящий момент M_e . Теоретически каждому положению топливрегулирующего органа при различных n должно соответствовать постоянное p_e .

В действительности в зависимости от частоты вращения n будут изменяться коэффициент наполнения цилиндра, количество подаваемого топлива, условия смесеобразования и др. Все эти факторы обуславливают зависимость p_e от n при данном положении дроссельной заслонки или рейки топливного насоса.

Внешняя скоростная характеристика двигателя изображена на рис. 15.78. Как видно, вначале эффективная мощность двигателя увеличивается до $N_{e\max}$ почти пропорционально частоте вращения, в дальнейшем ее рост замедляется. Максимальная мощность, при которой двигатель может работать длительное время, называется номинальной N_{en} . Этой мощности соответствует номинальная частота вращения n_n . При частоте вращения выше n_n эффективная мощность двигателя снижается. Наиболее экономичный режим работы двигателя g_{emin} не совпадает с номинальным, поскольку с увеличением n возрастают механические потери, коэффициент остаточных газов и т.д.

Из приведенных кривых на рис. 15.78 видно, что режим, соответствующий максимальному крутящему моменту $M_{e\max}$ также не совпадает с номинальным. Отношение максимального крутящего момента $M_{e\max}$ к

Рис. 15.78. Внешние скоростные характеристики двигателя



крутящему моменту, соответствующему номинальной частоте вращения, называется *коэффициентом приспособляемости*:

$$k = M_{e \max} / M_{eH} \quad (15.128)$$

Он характеризует способность двигателя преодолевать кратковременные перегрузки в результате возрастания крутящего момента M_e при снижении частоты вращения вала двигателя от номинальной n_H до n соответствующей $M_{e \max}$.

Для карбюраторных двигателей $k = 1,25 + 1,45$. У дизелей кривая крутящего момента проходит более полого, и они имеют более низкое значение $k = 1,05 + 1,15$.

Частичные скоростные характеристики снимают при работе двигателя на долевых режимах. Число их может быть бесконечно большое, поскольку существует бесконечное множество промежуточных положений топливрегулирующих органов. Работа двигателя по таким характеристикам всегда менее экономична из-за уменьшения механического КПД вследствие снижения индикаторной мощности.

Взаимное расположение внешних (кривые 1) и частичных (кривые 2) характеристик карбюраторного двигателя показано на рис. 15.79, а.

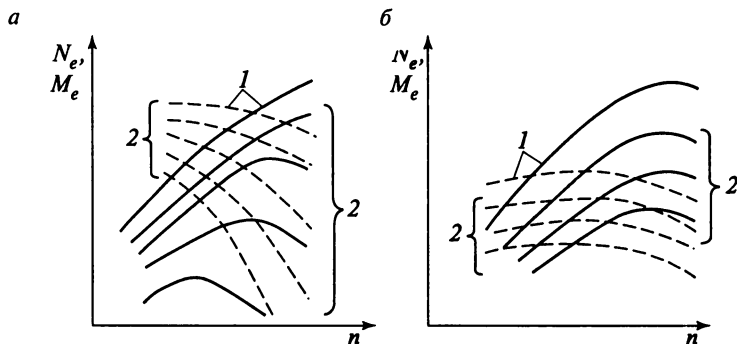


Рис. 15.79. Взаимное расположение внешних и частичных характеристик у карбюраторных (а) и дизельных (б) двигателей

У этих двигателей мощность (сплошные линии) и крутящий момент (пунктирные линии) зависят в основном от коэффициента наполнения цилиндров горючей смесью η_n , который падает с увеличением n . Чем больше прикрыtie дроссельной заслонки, тем значительно с увеличением n снижается и η_n , а следовательно, мощность и крутящий момент на валу двигателя. При этом максимум мощности смещается в сторону меньшей частоты вращения.

Несколько иные частичные характеристики у дизелей (рис. 15.79, б). Объясняется это тем, что в них уменьшение подачи топлива за цикл при перемещении рейки не меняет характера зависимости подачи от частоты вращения, в связи с чем частичные характеристики (кривые 2) имеют приблизительно тот же характер протекания, что и внешние (кривые 1).

Внешние и частичные характеристики, снятые при работе двигателя с регулятором частоты вращения, называются *регуляторными*. Они ограничивают диапазон возможных режимов работы двигателя. Если двигатель оборудован однорежимным регулятором, то снимается одна характеристика, если всережимным, то несколько (при различных скоростных режимах).

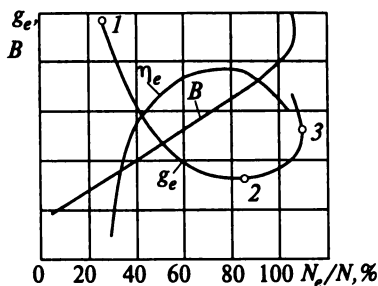
Взаимное расположение внешней 1 и регуляторной 2 характеристик дизеля, оборудованного однорежимным регулятором частоты вращения, приведено на рис. 15.78. При работе двигателя по регуляторной характеристике наибольшая частота вращения $n_{\max}$ соответствует режиму холостого хода ($N_e = 0$), а наименьшая частота вращения – наибольшей мощности, развиваемой двигателем при заданной установке регулятора. При снижении n меньше n_n двигатель переходит на работу по внешней скоростной характеристике 1.

Нагрузочные характеристики. Нагрузочные характеристики показывают зависимость основных показателей работы двигателей при различных нагрузках, но при постоянной частоте вращения ($n = \text{const}$).

В карбюраторных двигателях изменение нагрузки достигается изменением положения дроссельной заслонки, а в дизелях – изменением цикловой подачи топлива. Нагрузочная характеристика дизеля, показывающая зависимость часового и удельного расходов топлива и эффективного КПД от мощности, развиваемой двигателем, изображена на рис. 15.80. Вместо мощности по оси абсцисс можно откладывать среднее эффективное давление p_e или крутящий момент M_e , по которым также судят о нагрузке на двигатель.

Из приведенных на рис. 15.80 кривых видно, что в начальный момент с увеличением нагрузки удельный расход топлива g_e уменьшается (участок 1–2) и в точке 2 достигает минимума вследствие максимального эффективного КПД. Далее он возрастает до точки 3, соответствующей номинальной нагрузке двигателя. Это объясняется ухудшением сгорания топлива из-за уменьшения коэффициента избытка воздуха. В дизелях за

Рис. 15.80. Нагрузочная характеристика двигателя



пределами точки 3 резко снижаются экономические показатели из-за все увеличивающейся неполноты сгорания, что приводит к снижению мощности.

Нагрузочные характеристики могут быть получены не только для номинальной, но и для любой частоты вращения двигателя, укладываемой в диапазоне ее изменений.

Регулировочные характеристики. Регулировочные характеристики показывают зависимость мощности и удельного расхода топлива при постоянной частоте вращения от какой-либо величины (коэффициента избытка воздуха, обуславливающего состав смеси, угла опережения подачи топлива и давления открытия иглы форсунки в дизелях, угла опережения зажигания в карбюраторных двигателях), регулируемой в двигателе. При снятии регулировочных характеристик определяют оптимальные значения указанных величин, обеспечивающих наивыгоднейшее условие работы двигателя при заданном $n = \text{const}$.

В качестве примера на рис. 15.81 приведена регулировочная характеристика карбюраторного двигателя по углу опережения зажигания φ . Снижение мощности при углах опережения зажигания, меньших наивыгоднейшего $\varphi_{\text{оп}}$, обуславливается сгоранием значительной части топлива на линии расширения, что приводит к увеличению потерь в охлаждающую воду и с отработавшими газами. Увеличение угла опережения по

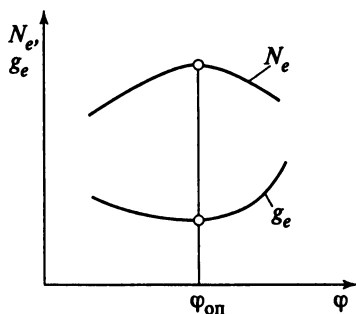


Рис. 15.81. Регулировочная характеристика карбюраторного двигателя по углу опережения зажигания

отношению к наивыгоднейшему является причиной детонационного горения, что также ведет к снижению мощности.

Вопросы конструкции двигателей внутреннего сгорания и их эксплуатации рассматриваются в специальных курсах.

15.8. Экологические проблемы использования тепловой энергии на водном транспорте

Основные виды загрязнений. В последние десятилетия вопросы охраны окружающей среды выдвинулись в число важнейших, которые необходимо решить человечеству. Бездумное использование природных ресурсов, неограниченный сброс отходов создали опасность необратимых процессов в биосфере, т.е. угрозу самой жизни человека.

С развитием городов, промышленности, сельского хозяйства и транспорта в реки и прибрежные зоны морей стало поступать такое количество отходов, которое может привести к нарушению естественного процесса самоочищения водоемов. Резко возросла загрязненность Мирового океана. Чтобы остановить этот процесс, подписаны международные соглашения, а во многих странах разработаны также и государственные программы, направленные на предотвращение загрязнения окружающей среды.

Основными источниками загрязнений окружающей среды на водном транспорте являются флот и береговые предприятия (судостроительные и судоремонтные заводы, порты и т.п.).

При работе энергетического оборудования используется в первую очередь теплота, выделяющаяся при сжигании органических топлив. Этот процесс сопровождается выбросом в атмосферу продуктов сгорания, содержащих значительное количество токсичных компонентов.

Суда и береговые предприятия являются активными источниками загрязнения воздушного бассейна углеводородами (предельными, непредельными и ароматическими), окисью углерода, сернистым ангидридом, окислами азота, фенолами, альдегидами, спиртами, дурнопахнущими газами и другими вредными веществами, а также аэрозолями и сажей.

Загрязняющие вещества в атмосфере находятся обычно в газообразном и аэрозольном состояниях. Терминами дым, туман, пыль обозначают отдельные виды аэрозольного загрязнения различной степени дисперсности. Вредные вещества, образующиеся при сжигании углеводородных топлив в цилиндрах двигателей, топках котлов, а также химические превращения отдельных компонентов в загрязненном воздухе приводят к образованию смога (токсического тумана). Смог возникает при наличии вредных веществ в относительно малых концентрациях в безветренную погоду, а также в период температурной инверсии, т.е. при неблагоприятных для рассе-

ивания метеорологических условиях, способствующих накоплению загрязняющих веществ в приземных слоях атмосферы.

Механизмы химических реакций между отдельными компонентами выбросов с отработавшими газами (ОГ), условия и факты, катализирующие или ингибирующие процесс образования вредных веществ, их влияние на организм человека и животных, растительность и другие объекты окружающей среды достаточно хорошо изучены.

Аэрозоли могут поступать в атмосферу с газообразными выбросами транспортных и промышленных объектов (*первичные источники*). Среди аэрозолей этого происхождения ведущими являются сажа, взвешенные вещества, туман серной и азотной кислот. К существенным источникам туманообразования относятся выбросы пара на технологических установках и особенно влага открытых водных поверхностей.

Вторичными источниками образования аэрозолей являются сложные процессы взаимодействия, обмена, окисления (химические и фотохимические реакции) веществ, находящихся в загрязненном воздухе. При этом фотохимическим превращениям подвергаются как неорганические (сернистый газ, аммиак, сероводород, окислы азота), так и органические (углеводороды, альдегиды, спирты) вещества.

Кроме продуктов сгорания выделяющихся при сгорании углеводородных топлив, энергетика водного транспорта является источником других видов загрязнений.

При эксплуатации судовых энергетических установок происходит загрязнение сточными и льяльными водами, а также нефтепродуктами при аварийных разливах, зачистке танков в танкере и т.п. Особенно быстро загрязняются реки и озера. Охрана их чистоты требует большего внимания, чем океанов и морей. Наиболее неблагоприятная обстановка складывается в местах скопления судов, например в портах. Морские и речные порты создают локальные зоны загрязнений окружающей среды. В них пересекаются, как правило, несколько видов транспорта.

В процессе эксплуатации судов образуются бытовые и производственные отходы, сброс которых в водоем приносит значительный ущерб природе. При этом все образующиеся на судне загрязнения можно разделить на следующие группы:

- загрязнения, образующиеся в результате эксплуатации судовых энергетических установок (нефтедержащие льяльные, или подсланевые воды, производственный мусор);

- остатки перевозимых грузов, образующихся вследствие неполной их выгрузки, обмыва палубы и трюмов, танков и т.п.;

- аварийные разливы нефтепродуктов при бункеровке судов и в результате различных аварийных ситуаций;

- загрязнения, образующиеся в результате жизнедеятельности экипажа и пассажиров (сточные воды и бытовой мусор).

Большую опасность для водоемов представляет попадание в них нефтепродуктов. Загрязнение водоемов нефтью и нефтепродуктами происходит в условиях обычного хода производственных процессов при их транспортировке, переработке в портах, при выполнении ремонтов судов и механизмов из-за недостаточной герметичности емкостей и нарушений технологии работ, но гораздо чаще – в результате аварий танкеров, перевозящих нефтяные грузы.

Большую потенциальную опасность представляют суда морского транспорта с атомными силовыми установками и суда атомно-технологического обслуживания. Их эксплуатация может привести к радиоактивному загрязнению окружающей среды. В России к таким объектам относятся ледоколы, лихтеровоз «Севморпуть», суда атомно-технологического обслуживания, ремонтно-технологическое предприятие «Атомфлот» в г. Мурманске. Утилизация судов с ядерными энергетическими установками сопряжена со значительными трудностями в результате того, что элементы активной зоны реакторов имеют весьма значительный уровень радиоактивности, а остаточные тепловыделения выведенных из эксплуатации тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов) требуют их постоянного охлаждения.

Влияние загрязняющих веществ на человека и животных и меры по предотвращению загрязнений. В атмосфере вредные вещества присутствуют одновременно в виде газов и аэрозолей. Это обуславливает неизбежность их комбинированного действия на человека и животных, что создает определенные трудности при гигиенической оценке уровня такого загрязнения.

При изучении воздействия вредных веществ на организмы человека и животных используют химические вещества диметиламин (ДМА), нитродиметиламин (НДМА) и двуокись азота. Минимальные ощутимые дозы этих веществ следующие, мг/м³: DMA – 0,01–0,03; НДМА – 0,024–0,04; двуокись азота – 0,2 + 0,26; максимальные неощутимые, мг/м³: DMA – 0,008–0,026; НДМА – 0,019–0,03; двуокиси азота – 0,12–0,22. Эти значения взяты за основу для оценки индивидуальных суммарных концентраций смесей (DMA и двуокиси азота), влияющих на обонятельный анализатор.

При оценке загрязнения атмосферы жилой зоны учитываются не только газообразные, но и содержащиеся в аэрозоле пахучие и раздражающие вещества.

Загрязненная химическими веществами атмосфера отрицательно влияет на живой организм. При этом возникают различные заболевания организма, включая онкологические. Неблагоприятные последствия загрязнения атмосферного воздуха могут быть результатом как длительного, так и кратковременного воздействия вредных веществ.

Длительное воздействие небольших концентраций загрязняющих веществ ослабляет защитные силы организма, делает его менее устойчи-

вым к влиянию других экзогенных и эндогенных факторов. Считается, что встречающиеся в атмосферном воздухе химические вещества оказывают заметное влияние не сразу, а через некоторое время (примерно через 2–4 года), в течение которого изменяются компенсаторные силы организма человека.

Повышенный уровень загрязнения атмосферного воздуха в зависимости от вида и концентрации веществ может увеличивать смертность и заболеваемость населения, отягощать течение заболеваний, вызывать раздражение слизистых оболочек глаз, носоглотки, респираторные симптомы, нарушение дыхательной функции и снижение работоспособности. Однако такое воздействие на человека относится к случаям катастрофического загрязнения воздуха.

Основными источниками выбросов в атмосферу вредных газообразных примесей на флоте являются дизельные двигатели. Дизель, вырабатывая механическую энергию за счет окисления топлива воздухом, в процессе работы осуществляет непрерывный тепломассообмен с окружающей атмосферой. Он забирает воздух и потребляет топливо, затем выбрасывает отработавшие газы, состоящие из части воздуха и продуктов окисления топлива. Таким образом, воздух, поступающий в цилиндр дизеля, совершает определенный термодинамический цикл, претерпевая при этом химические изменения, в результате чего превращается в ОГ – сложную газовую смесь с множеством компонентов. Четыре компонента N_2 , O_2 , CO_2 и H_2O составляют свыше 99,9% объема газа, остальные 0,1–1,0% объема ОГ составляют примеси, которые не представляют интереса с технической точки зрения, но являются вредными для окружающей среды, живого организма и природы.

При выпуске в атмосферу ОГ обычно рассеиваются и вступают в контакт с организмом человека уже в сильно разбавленном состоянии. Концентрация ряда вредных компонентов и температура газов в основном снижаются до безопасного уровня, но бывают зоны, где это вещество концентрируется в количествах, оказывающих вредное действие на живой организм и природу. Это обстоятельство заставляет искать пути снижения вредных веществ. К наиболее опасным веществам можно отнести CO , NO_x , SO_2 , альдегиды (А), углеводороды (УВ), бензпирен, свинец (табл. 15.4).

При анализе состава ОГ целесообразно использовать два основных понятия – их токсичность и дымность. Токсичные компоненты – это вредные вещества, входящие в состав ОГ. Дымность ОГ – это свойство газа, обусловленное наличием в его составе твердых и жидких аэрозольных частиц. Подавляющую часть их массы (свыше 98%) составляет сажа. Сама по себе сажа безвредна, но она может адсорбировать на своей поверхности токсичные вещества типа бензпирена и др. Кроме того, сажа имеет неприятный запах и является нежелательным компонентом ОГ дизеля.

Воздействие отработавших газов ДВС на окружающую среду

Компонент	Содержание в неразбавленных ОГ, г/м ³	Свойства загрязненного воздуха
CO ₂ (наряду с недостатком O ₂)	40–240	Удушающее действие
SO ₂	0,1–0,5	Токсичность
CO	0,25–2,5	Удушающее действие
Акролен	0,001–0,04	То же
NO _x , (по NO ₂)	0,5–8	»
УВ (по С)	0,25–2,0	»
Бензпирен, альдегиды, SO ₂ , NO _x , УВ и др.	0,2–0,5	Канцерогенное действие. Раздражение слизистых носа, горла, глаз
Альдегиды, органические соединения, S, УВ и др.	—	Неприятный запах
Сажа	0,05–0,5	Ухудшение видимости (непрозрачность)
H ₂ O	15–100	Влажность, туманообразование
Свинец	—	Токсичность
NO _x , УВ	—	Смогообразование

Наиболее опасными загрязнителями водного бассейна, которые затрудняют все виды водопользования, являются *нефть* и *нефтепродукты*. Ежегодно в моря и океаны попадает примерно 6 млн т нефти, которая в виде нефтяной пленки плавает на поверхности воды, растворяется в ее толще и оседает на дно. При аварии нефтяного танкера из него выливается в воду от нескольких десятков до сотен тысяч тонн нефти. Влияние нефти и нефтепродуктов приводит к ухудшению физических свойств воды: изменению цвета, вкуса, запаха. Нефтяная пленка препятствует проникновению в воду кислорода воздуха. При толщине пленки 4 мм и концентрации нефти в воде 17 мг/л количество растворенного кислорода понижается за 20 суток на 40%. Это приводит к химическому загрязнению водной среды и донных грунтов. Отрицательный эффект воздействия нефтепродуктов проявляется в ухудшении нереста и сокращении популяций рыб, снижении их условно-рефлекторной деятельности. Повышение концентрации нефти до 20–23 мг/л вызывает нарушение двигательной способности рыб и их гибель.

Выполнение предписываемых соответствующими законами норм разрешенного максимального выброса стало одной из центральных задач теплотехники. Во многих случаях работой ДВС или объектов промышленной теплотехники управляют таким образом, чтобы обеспечить

требуемый компромисс между их энергетическими, экономическими и экологическими показателями. Часто достигаемый таким путем уровень экологических показателей превышает разрешенный современными нормами.

С целью снизить токсичность продуктов сгорания углеводородных топлив применяют такие мероприятия, как использование новых сортов топлив, применение специальных присадок к ним, изменение параметров рабочего цикла двигателей, снижение вредных выбросов с отработавшими газами путем введения в топливо воды (водотопливные эмульсии) и т.п. Большое значение приобрели нейтрализация и очистка продуктов сгорания перед их выходом в атмосферу. С этой целью используются различные нейтрализаторы и фильтры. Одновременно улучшается состав углеводородных топлив (уменьшается содержание серы, свинца, ароматических углеводородов), расширяется использование газовых топлив. В перспективе применение в качестве топлива водорода полностью исключит содержание в продуктах сгорания CO , C_nH_m и других токсичных углеродсодержащих компонентов.

Важной составной частью общей проблемы охраны окружающей среды является предотвращение загрязнения водоемов судовыми отходами.

В настоящее время применяют как судовую, так и внесудовую очистку нефтесодержащих, подсланевых и сточных вод. Они обрабатываются непосредственно на судах с использованием специального очистного оборудования или передаются на плавучие станции либо специализированные суда для последующей обработки. Очистка производится механическими, физико-химическими, химическими и биохимическими способами.

В целях предотвращения загрязнения водоемов бытовыми и производственными отходами применяются в основном накопление отходов на судне с последующей передачей на судно-сборщик или непосредственно на берег и термическая обработка в судовых печах-инсертаторах.

«Парниковый» эффект и его возможные последствия. Одним из основных продуктов сгорания углеводородных топлив является диоксид углерода (CO_2), который не относится к токсичным газам. Годовая эмиссия CO_2 составляет 130–1100 млрд т/год. Основное количество CO_2 производится природными источниками, и только примерно 1–3% связаны с технической деятельностью человека (антропогенные выбросы). Однако эти 1–3% могут нарушать равновесие в атмосфере и служить причиной возникновения так называемого «парникового» эффекта.

В верхних слоях атмосферы всегда располагалась смесь газов, состоящая на 60–90% из водяного пара. Эта смесь газов препятствует отводу теплоты от поверхности нашей планеты, повышая ее среднюю температуру на 33 °C (от минус 18 °C до плюс 15 °C). В увеличении средней температуры на поверхности земли и заключается «парниковый» эффект, ко-

торый обеспечил благоприятные условия для возникновения и развития жизни на Земле. Однако в результате деятельности человека в стратосфере и тропосфере стали накапливаться такие вещества, как CO_2 , CH_4 , галогенированные углеводороды, озон и гемииоксид азота (N_2O). Суммарная доля этих газов в «парниковом» слое относительно невелика — всего 0,5—15%, однако они вызвали за последние 100 лет повышение средней температуры примерно на 0,45 °С, что выразилось в известном потеплении климата. Дальнейшее неконтролируемое усиление «парникового» эффекта может вызвать интенсивное таяние ледников, которое может привести к глобальной катастрофе — повышению уровня Мирового океана, затоплению прибрежных районов и островов, увеличению количества засух, наступлению пустынь и т.п.

Из всех «парниковых» газов главное значение для усиления «парникового» эффекта имеет CO_2 . Важнейшими источниками выбросов углекислого газа являются: тепловые и электрические станции — 27%; промышленность — 20%; отопление жилых помещений и малая энергетика — 20%; транспорт — 17%.

Снижение выбросов CO_2 стало острой экологической проблемой. В то же время известно, что чем больше CO_2 образуется при сгорании углеводородных топлив, тем топливо совершеннее. Поэтому решение проблемы уменьшения выбросов CO_2 возможно следующими путями:

- уменьшением количества сжигаемого углеводородного топлива, т.е. повышением топливной экономичности тепловых энергетических устройств и тепловых двигателей;

- применением топлив с малым содержанием углерода (сжатый и сжиженный газы, спирты и эфиры), использованием водорода;

- переходом к широкому применению альтернативных источников энергии (энергии солнца и ветра, гидроэнергии, атомной и ядерной энергии).

Требования по предотвращению загрязнения с судов. Вопросам охраны окружающей среды уделяется самое серьезное внимание во многих странах мира. Приняты как международные, так и государственные законодательные акты, предусматривающие меры по предотвращению ухудшения экологической обстановки. Для водного транспорта особую значимость имеет комплекс юридических актов, нацеленных на предотвращение загрязнения морей и внутренних водоемов.

К ним относится МАРПОЛ 73/78 — Международная конвенция по предотвращению загрязнения с судов 1973 г., измененная Протоколом 1978 г. к ней, с учетом поправок, принятых Комитетом защиты морской среды Международной морской организацией (ИМО), являющейся органом ООН.

Положения МАРПОЛ 73/78 и Протокола 1978 г. представляют собой единый документ, кратко называемый Конвенция МАРПОЛ 73/78, ко-

торая включает пять приложений (по видам всех судовых загрязнений):

I – Правила предотвращения загрязнения нефтью;

II – Правила контроля над загрязнением при перевозке ядовитых жидких веществ наливом;

III – Правила предотвращения загрязнения вредными веществами, перевозимыми морем в упаковке, грузовых контейнерах, съемных танках или автодорожных и железнодорожных цистернах;

IV – Правила предотвращения загрязнения сточными водами с судов;

V – Правила предотвращения загрязнения мусором с судов.

Указанные приложения включают в себя комплекс обязательных мероприятий и технических средств для предотвращения загрязнения водной среды, а также требования, предъявляемые к этим средствам.

Например, каждое российское судно, совершающее международные рейсы, должно быть оборудовано в соответствии с требованиями приложения I Конвенции МАРПОЛ 73/78, что подтверждается выдачей Морским регистром судоходства этим судам Международных свидетельств о предотвращении загрязнения нефтью. Конвенцией предусмотрено наличие на судах следующих средств для предотвращения загрязнения водоемов льяльными (подсланевыми) водами:

сборные танки;

нефтеводяное фильтрующее оборудование с очистной способностью подсланевых вод до уровня нефтесодержания в сбросе не более 15 мг/л;

автоматическое устройство для закрытия сливных клапанов, когда содержание нефти в очищенной воде, сбрасываемой за борт, превышает 15 мг/л;

нефтеводяное сепарационное оборудование с очистной способностью до 100 мг/л;

нефтеводяное фильтрующее оборудование с очистной способностью подсланевых вод до уровня нефтесодержания в сбросе не более 15 мг/л;

автоматическое устройство для закрытия сливных клапанов, когда содержание нефти в очищенной воде, сбрасываемой за борт, превышает 15 мг/л;

нефтеводяное сепарационное оборудование с очистной способностью до 100 мг/л.

Конвенцией МАРПОЛ 73/78 оговаривается необходимость выполнять более жесткие требования к очистке сбрасываемых нефтесодержащих вод в особых районах, к которым относятся в первую очередь внутренние моря и морские заливы.

Наряду с техническими требованиями Конвенция МАРПОЛ 73/78 содержит организационные и правовые вопросы.

К организационным требованиям прежде всего следует отнести обеспечение всех судов необходимыми документами: журналами нефтяных операций, Международными свидетельствами о предотвращении загрязнения нефтью и др.

В правовой части отмечается обеспечение достаточно жесткого контроля за соблюдением тех или иных положений Конвенции МАРПОЛ 73/78 иностранными судами.

В целях осуществления качественного технического надзора Регистр СССР в 1979 г. разработал специальные правила, в основу которых легли технические требования, содержащиеся в Конвенции МАРПОЛ 73/78.

В соответствии с Правилами экологической безопасности судов внутреннего и смешанного плавания (ПЭБ) Российского Речного Регистра производится освидетельствование судов на соответствие требованиям Конвенции МАРПОЛ 73/78 и выдается Свидетельство специальной формы.

Проблема охраны водных бассейнов — комплексная проблема, включающая технические, технологические, экономические, медицинские и социальные аспекты. Все они регламентируются соответствующими правовыми нормами. Центральное место в регламентировании водных отношений в РФ отводится Основам водного законодательства.

В связи с тем, что неблагоприятные последствия хозяйственной деятельности распространяются обычно на целые водные бассейны, правительство приняло ряд постановлений, предусматривающих комплекс мероприятий по защите от загрязнения речных и морских вод. Такими мероприятиями охвачены бассейны рек Волга, Урал, озера Байкал, Каспийского, Черного, Азовского и Балтийского морей.

Постановлениями по охране морских бассейнов предусматривается обязанность всех министерств и ведомств, имеющих суда и другие плавающие средства, в установленные сроки оборудовать суда сепараторами для очистки нефтесодержащих вод или устройствами для сбора этих вод, других вредных веществ, судовых сточных вод и мусора и сдачи их на плавающие или береговые приемные устройства.

Загрязнение морских и речных вод влечет за собой гражданско-правовую (имущественную), административную, дисциплинарную или даже уголовную ответственность лиц, непосредственно виновных в загрязнении.

ГЛАВА 16

ОСНОВЫ ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ

16.1. Цели и направления государственного обеспечения повышения эффективности использования энергии. Оценочные показатели энергоэффективности

Энергия наряду с трудом, капиталом и материалами является одним из важнейших факторов производства, поэтому устойчивый экономиче-

ский прогресс государства, региона, отрасли народного хозяйства не может не опираться на прочный базис системы энергообеспечения.

В промышленной политике российских предприятий также очевидна определяющая роль энергетики. В настоящее время энергоемкость единицы внутреннего валового продукта (ВВП) в России в четыре раза выше, чем в странах Западной Европы и США, и почти в шесть раз выше, чем в Японии. Данные результаты являются свидетельством поведения устаревшей за долгие годы промышленной политики, связанной с расхожим представлением о доступности и дешевизне энергоресурсов.

Этой же политикой руководствовались и большинство промышленно развитых стран, но топливно-энергетические кризисы 70-х годов XX столетия заставили их кардинально изменить политику в области энергопотребления, переведя ее на рельсы качественного, эффективного использования энергии.

В странах Запада был сформулирован принцип, в соответствии с которым рост производительности труда и ВВП не должен сопровождаться ростом расхода энергии. Этот принцип осуществляется при серьезном государственном воздействии и регулировании, в том числе – установлении нормативов качества использования энергии, экономическом стимулировании внедрения энергосберегающей техники и технологии.

Под энергосбережением понимают не простую совокупность отдельных мероприятий и кампаний, а сложную большую *систему процессов рационального использования энергии в единстве технологий, организации и поведения.*

Основным инструментом реализации принципов энергосбережения является энергетический менеджмент – методологическая наука с практическим инструментарием для осуществления процесса управления использованием энергии, т.е. для планирования, организации внедрения, мотивации и контроля оптимального использования всех видов и форм энергии при целесообразном удовлетворении потребностей человека (организации) и щадящем влиянии на окружающую среду.

Основной целью энергетического менеджмента является достижение энергетической эффективности производства продукции и услуг.

В результате анализа приходной и расходной частей топливно-энергетического баланса организации выявляются источники энергосбережения, дается их количественная оценка и определяются энергосберегающие потенциалы.

Потенциал энергосбережения – это возможное снижение энергопотребления при выпуске одного и того же объема продукции при обеспечении неизменных условий (качества) за счет использования технически освоенных образцов энергосберегающей техники и технологии.

Различают следующие виды энергосберегающих потенциалов: технический, экономический, экологический и поведенческий.

Технический потенциал энергосбережения учитывает не только возможности повышения качества использования первичного источника энергии при применении более эффективной техники, но и реализацию технологических схем использования потерь энергии при преобразовании их во вторичные энергетические ресурсы.

Экономический потенциал энергосбережения определяется рентабельной частью технического потенциала, освоение которого зависит от наличия инвестиций. Величина экономического потенциала ограничивается жесткостью требований, предъявляемых к окупаемости капиталовложений в энергосбережение.

Экологический потенциал энергосбережения определяется максимально возможным снижением экологического ущерба, наносимого выбросами вредных веществ (CO_2 , NO_x , SO_2 и др.), излучениями, а также занимаемой ими территории благодаря выполнению энергосберегающих мероприятий.

Поведенческий потенциал энергосбережения определяется мерой осознания актуальности проблемы энергосбережения всеми лицами, принимающими и реализующими решения.

В современной России экономические и организационные условия для эффективного использования энергетических ресурсов устанавливает ряд федеральных законов, постановлений правительства РФ, государственных стандартов и рекомендаций по стандартам.

Так, Федеральный закон РФ «Об энергосбережении» № 28-ФЗ от 03.04.96 направлен на «... осуществление государственного надзора за эффективным использованием энергетических ресурсов...» (ст. 3). В целях оценки эффективности использования энергетических ресурсов и снижения затрат на топливо и энергообеспечение устанавливается необходимость энергетических обследований. «Обязательным энергетическим обследованиям подлежат организации независимо от их организационно-правовых форм собственности, если годовое потребление ими энергоресурсов составляет более шести тысяч тонн условного топлива или более одной тысячи тонн моторного топлива. Энергетические обследования организаций, если годовое потребление ими энергетических ресурсов составляет менее шести тысяч тонн условного топлива, проводятся по решению органов исполнительной власти субъектов РФ, ответственных за координацию работ по эффективному использованию энергетических ресурсов» (ст. 10).

Целями регламентированного энергетического обследования (энергоаудита) и энергетической паспортизации являются оценка эффективности использования потребителем энергетических ресурсов, снижение затрат потребителей на энергообеспечение, сохранение невозобновляемых ресурсов и регламентируемых характеристик экологической чистоты окружающей среды. Опыт энергоаудита предприятий показывает, что

в процессе обследования, как правило, выявляются также пути реконструкции производства, его реанимации после длительного спада.

Формализованным результатом энергетического обследования (энергоаудита) должен являться энергетический паспорт предприятия – промышленного потребителя топливно-энергетических ресурсов (ТЭР) в соответствии с новым ГОСТ Р 51379–99.

Основными задачами энергоаудита и паспортизации являются:

выявление неэкономичных режимов работы энергетического и технологического оборудования;

определение возможного потенциала энергосбережения на предприятии по видам энергоносителей и оценка объема инвестиций на энергосберегающие мероприятия;

разработка комплексной программы по энергосбережению с учетом динамики развития предприятия;

составление энергетического паспорта с отражением всех основных сведений об энергохозяйстве предприятия и оценкой эффективности использования ТЭР по объектам предприятия.

Оценочные показатели энергетической эффективности устанавливаются рядом новых ГОСТ Р «Энергосбережение» (ГОСТ Р 51541–99, ГОСТ Р 51380–99, ГОСТ Р 51749–2001, ГОСТ Р 51388–99), рекомендациями Р 50.1.025–2000, Р 50.1.026–2000).

Так, в соответствии с новым ГОСТ Р 51541–99 «Энергосбережение. Энергетическая эффективность. Состав показателей», введенным впервые в действие постановлением Госстандарта России от 29.12.1999 г. № 882-ст, устанавливается ряд основных показателей энергетической эффективности и энергосбережения, которые должны использоваться при:

планировании и оценке эффективности работ по энергосбережению;

проведении энергетических обследований (энергетического аудита) потребителей энергоресурсов;

формировании статистической отчетности по эффективности энергоиспользования.

Показатели энергетической эффективности – это абсолютная, удельная или относительная величина потребления или потерь энергетических ресурсов для продукции любого назначения или технологического процесса.

Различают два основных показателя энергетической эффективности:

1. *Экономичность потребления ТЭР* (для продукции при ее использовании по прямому функциональному назначению) – количественная характеристика эксплуатационных свойств изделия, отражающих его техническое совершенство, определяемое совершенством конструкции и качеством изготовления, уровнем или степенью потребления им энергии и (или) топлива при использовании этого изделия по прямому функциональному назначению.

Показатели экономичности энергопотребления могут быть выражены в абсолютной или удельной форме. Абсолютная форма характеризует расход ТЭР в регламентированных условиях (режимах) работы. Удельная форма характеризует отношение количества энергии или топлива, затрачиваемое машиной, механизмом на производство единицы продукции или работы (например, расход топлива на перевозку 1 т груза на 1 км пути). Последний показатель является более предпочтительным.

2. *Энергоемкость производства продукции* — объем потребления энергии и (или) топлива на основные и вспомогательные технологические процессы изготовления продукции, выполнения работ, оказание услуг на базе заданной технологической системы.

Показатели производственной энергоемкости изготовления продукции в абсолютной и удельной формах предназначены для внесения в стандарты, технологическую, проектную и другую документацию. Понятие «энергоемкость» может иметь различное содержание в зависимости от степени интеграции по различным аспектам рассмотрения. Так, при интеграции по уровням управления на уровне Федерации говорят об энергоемкости валового общественного продукта, энергоемкости национального дохода. На уровне предприятия рассматривается производственная энергоемкость изготовления продукции (изделия).

Абсолютные значения показателей энергоёмкости изготовления продукции характеризуют затраты топлива и энергии на основные и вспомогательные технологические процессы изготовления продукции — на литры, штуки и т.д.

Удельное значение показателей энергоемкости изготовления продукции характеризуется отношением абсолютного значения энергоемкости этой продукции к одному из показателей, отражающих основные эксплуатационные свойства изделия. Например, удельная энергоемкость сухогрузного теплохода может быть охарактеризована отношением энергоемкости его постройки к грузоподъемности, кВт·ч/т. Этот показатель дает представление о прогрессивности конструкции и технологии в сравнении с аналогичными изделиями с точки зрения энергозатрат при производстве 1 т грузоподъемности судов и другого подвижного состава. Эти показатели требуют серьезной разработки, уточнения и отбора.

Технические показатели энергетической эффективности могут быть использованы для оценки технического потенциала энергосбережения. Для последующей оценки экономического потенциала энергосбережения необходимо знать не только фактическое потребление топлива и энергии на предприятиях речного транспорта, но и ряд экономических показателей их функционирования. Новый энергетический паспорт промышленного потребителя ТЭР (ГОСТ Р 51379–99) требует установления показателей экономически оправданной эффективности использования энергетических ресурсов, в том числе объема производства про-

дукции (работ, услуг) (тыс.руб.), энергоемкости производства продукции (тыс. т.у.т/тыс.руб.), доли платы за энергоресурсы в стоимости произведенной продукции (руб.ТЭР/руб.дохода).

16.2. Энергетический баланс судна

Судовая энергетическая установка современного теплохода представляет собой сложный комплекс разнообразного энергетического оборудования, использующего различные виды энергии, источником которых является жидкое топливо. Общее количество теплоты, потребляемое на судне в ходовом режиме,

$$Q = Q_{г.д.} + Q_{в.д.} + Q_{к.у.}, \quad (16.1)$$

где $Q_{г.д.}$, $Q_{в.д.}$, $Q_{к.у.}$ — количество теплоты, расходуемое соответственно на главные двигатели, вспомогательные двигатели и котельную установку.

Разделив каждый член (16.1) на общее количество теплоты, расходуемой на все потребители судна, получим уравнение энергетического баланса судна

$$X + Y + Z = 1, \quad (16.2)$$

где X , Y , Z — доли теплоты (энергии), расходуемые соответственно на главные и вспомогательные двигатели и котельную установку.

Значения составляющих энергетического баланса зависят от назначения судна и типа энергетической установки. В табл. 16.1 приведено ориентировочное распределение используемой теплоты по соответствующим статьям энергетического баланса для речных и морских судов различных типов при работе главных двигателей на номинальном режиме.

При проектировании СЭУ энергетический баланс судна и тепловой баланс главных двигателей необходимо рассматривать совместно. Использование потерь теплоты с отработавшими газами и охлаждающей жидкостью в различных утилизационных устройствах позволит повысить процент полезного использования теплоты первичного источника в балансе силовой установки.

С учетом тепловых балансов отдельных потребителей (16.2) в относительных величинах примет вид:

$$(q_e + q_{г.} + q_{охл.} + q_{м.} + q_{ост.})X + (\eta_e^{в.д.} + q_{г.}^{в.д.} + q_{охл.}^{в.д.} + q_{п.}^{в.д.})Y + (q_e^{к.у.} + q_{п.}^{к.у.})Z = 1, \quad (16.3)$$

где q_e , $q_e^{в.д.}$, $q_e^{к.у.}$ — теплота, преобразованная в эффективную работу соответственно в главных и вспомогательных двигателях и полезно использованная в котельной установке; $q_{п.}^{в.д.}$, $q_{п.}^{к.у.}$ — потери теплоты во вспомогательных двигателях и в котельной установке.

Составляющие энергетического баланса дизельных судов

Тип судна	Доли энергии, %		
	механической, <i>X</i>	электрической, <i>Y</i>	тепловой, <i>Z</i>
Морские суда:			
сухогрузные теплоходы	83–92	4–10	4–8
нефтеналивные	60–82	3–8	10–32
рефрижераторные	57–76	36–20	4–8
Речные суда:			
грузовые и буксирные	94–96	2–4	1–2
нефтеналивные	82–87	2–4	10–15
группо-пассажирские транзитные	75–80	7–10	10–15

Группируя все потери теплоты, которые не могут быть использованы в утилизационных установках или которые нецелесообразно в них использовать, получаем

$$q_e X + q_r X + q_{охл} X + q_e^{в.д} Y + q_e^{к.у} Z + \sum q_n = 1, \quad (16.4)$$

где $\sum q_n$ – общее количество потерь теплоты, не используемое в утилизационных устройствах; $\sum q_n = (q_m + q_{ост})X + (q_r^{в.д} + q_{охл}^{в.д} + q_n^{к.у})Y + q_n^{к.у}Z$.

В ряде случаев может оказаться целесообразным утилизировать потери теплоты вспомогательных двигателей с отработавшими газами и охлаждающей водой ($q_r^{в.д} + q_{охл}^{в.д}$) Y .

Потери теплоты, превращенные во вторичные энергетические ресурсы (ВЭР), в утилизационных устройствах могут быть использованы лишь частично.

В зависимости от значений X , Y , Z могут быть предложены различные схемы утилизации, в том числе:

полное или частичное замещение вспомогательных котлов утилизационными – $q_r X \psi_r \leq q_e^{к.у} Z$;

полное или частичное замещение вспомогательных двигателей турбогенератором, работающим на паре утилизационных котлов – $q_r X \psi_r \eta_{т.у} \leq q_e^{в.д} Y$;

полное замещение вспомогательных двигателей турбогенератором и вспомогательного котла утилизационным –

$$q_r X \psi_r \eta_{т.у} \leq q_e^{в.д} Y + q_e^{к.у} Z,$$

где ψ_r – коэффициент использования теплоты отработавших газов; $\eta_{т.у}$ – КПД турбинной установки, работающей на паре утилизационных котлов.

В различных схемах замещения возможно использование ВЭР_{охл} – потерь теплоты с охлаждающей жидкостью.

Выбор оптимального варианта схемы утилизации с наиболее полным использованием ВЭР производится путем технико-экономического сопоставления выбранных вариантов.

Для оценки и сравнения экономичности дизельных энергетических установок применяют различные методы. Так, для определения эффективности работы СЭУ в целом используют уравнение, применяемое на практике для оценки работы комбинированных ТЭЦ:

$$\eta_{уст} = \frac{B_1 \eta_e^{г.д} \eta_{п} + B_2 \eta_e^{в.д} \eta_{г} + B_3 \eta_{к.у}}{B}, \quad (16.5)$$

где B_1, B_2, B_3 — расходы топлива (при одинаковой теплоте сгорания) соответственно на главные двигатели, вспомогательные дизель-генераторы и котельную установку, кг/ч; B — суммарный расход топлива на СЭУ, кг/ч; $\eta_e^{г.д}, \eta_e^{в.д}, \eta_{к.у}$ — КПД соответственно главного, вспомогательных двигателей и котельной установки; $\eta_{п}$ — КПД передачи от главных двигателей к движителям; $\eta_{г}$ — КПД электрогенератора.

Используя ранее введенные относительные величины X, Y, Z , получаем (16.5) в следующем виде:

$$\eta_{уст} = \eta_e^{г.д} \eta_{п} X + \eta_e^{в.д} \eta_{г} Y + \eta_{к.у} Z. \quad (16.6)$$

В тех случаях, когда вторичные энергетические ресурсы главных двигателей используют для выработки механической энергии и теплоты, при полном замещении вспомогательных двигателей турбогенератором и вспомогательного котла утилизационным

$$\eta_{уст} = \eta_e^{г.д} + \eta_e^{п} (q_{г} \psi_{г} \beta + q_{охл} \psi_{охл} \gamma) \eta_{г} + (1 - \beta) q_{г} \psi_{г} + (1 - \gamma) q_{охл} \psi_{охл}, \quad (16.7)$$

где $\eta_e^{п}$ — эффективный КПД паровой части комбинированного газопарового цикла; β, γ — доли теплоты соответственно выпускных газов и охлаждающей жидкости, используемые в паровой части комбинированного цикла.

КПД паровой части $\eta_e^{п}$ комбинированного двигателя ниже КПД газовой части $\eta_e^{г.д}$, поэтому чаще используют ВЭР, в первую очередь для получения тепловой энергии.

На практике широко используется оценка КПД СЭУ только по суммарной эффективной мощности на гребном валу, отнесенной к общему расходу теплоты,

$$\eta_{уст} = \frac{3600 N_{\epsilon}}{B_{\epsilon} Q_{н}^p}, \quad (16.8)$$

или к расходу теплоты только на гребную установку со всеми обслуживающими ее вспомогательными механизмами,

$$\eta_{уст} = \frac{3600 N_e}{Q_H^p B_{г.у}}. \quad (16.9)$$

Иногда к полезной теплоте относят и теплоту, идущую на транспортные нужды, т.е. на перевозку, подготовку и сохранение груза и обслуживание пассажиров, а расходы энергии на привод вспомогательных механизмов, отопление и освещение, подогрев масла, воды относят к потерям теплоты. В этом случае КПД установки находят из соотношения:

$$\eta_{уст} = \frac{Q_{г.д} + Q_{гр} + Q_{п}}{B_{ч} Q_H^p}, \quad (16.10)$$

где $Q_{г.д}$ — теплота, эквивалентная работе, подводимой к гребным винтам, кДж/ч; $Q_{гр}$ — теплота, расходуемая на подогрев груза (танкеры) или на его охлаждение (рефрижераторные суда), кДж/ч; $Q_{п}$ — теплота, затрачиваемая на бытовые нужды пассажиров, кДж/ч.

Уравнение (16.10), как и (16.5), обладает тем недостатком, что в нем суммируются неравноценные по качеству механическая энергия главных и вспомогательных двигателей и тепловая энергия вспомогательного котла. Этот недостаток не позволяет сравнивать СЭУ различных типов.

Приведение различных энергий к одинаковому качеству и сравнение СЭУ позволяет определить эксергетический КПД η_{ex} .

Принимая одинаковой Q_H^p для всех потребителей судна, получаем

$$\eta_{ex} = \frac{3600 N_e^{г.д} + 3600 N_e^{в.д} + Ex_{п} \eta_{п}}{B Q_H^p}, \quad (16.11)$$

где $Ex_{п}$ — эксергия генерируемого пара; $\eta_{п}$ — коэффициент, учитывающий потери эксергии пара в тепловых потребителях.

Эксергия теплоты пара, генерируемого в котле,

$$Ex_{п} = D(i - i_{п.в}) \left(1 - \frac{T_0}{T_{ср}} \right), \quad (16.12)$$

где D — паропроизводительность котла, кг/ч; i , $i_{п.в}$ — энтальпии соответственно пара и питательной воды, кДж/кг; T_0 — абсолютная температура окружающей среды, К; $\bar{T}_{ср}$ — среднетермодинамическая температура подвода теплоты к пару.

Таким образом, оценка наличия ВЭР и сопоставление их с потребностями в энергии на суде позволяют выбрать различные схемы замещения первичных источников энергии вторичными, а также оценить повышение качества использования топлива.

16.3. Пути использования вторичных энергетических ресурсов

Одним из важнейших направлений повышения топливоиспользования в энергетических установках является использование вторичных энергетических ресурсов в различных теплоутилизационных контурах. В зависимости от потребностей в тех или иных видах энергии на судне могут быть осуществлены следующие направления использования ВЭР:

1. Технологические схемы теплоснабжения;
2. Получение механической (в том числе электрической) энергии в пароводяном цикле;
3. Получение пресной воды;
4. Получение холода;
5. Применение комбинированных газопаровых установок с низкокипящими веществами и т.д.

В качестве примера рассмотрим только одну технологическую схему использования ВЭР.

Наиболее часто рассматривается паровой теплоутилизационный контур (рис.16.1). Этот контур состоит из котла-утилизатора, расположенного на выпускном тракте ДВС или ГТУ, паровой турбины, конденсатора и насоса питательной системы.

В ряде случаев этот комплекс может быть дополнен теплообменниками для использования теплоты охлаждающей ДВС жидкости.

Штриховая линия на рис. 16.1, б показывает, что максимальная температура рабочего тела в утилизационном контуре не может превышать температуры отработавших газов, выходящих из двигателя.

Получаемая на силовой паровой турбине мощность может передаваться на винт через общий с главными двигателями редуктор или вращать электрогенератор.

Мощность утилизационной паровой турбины

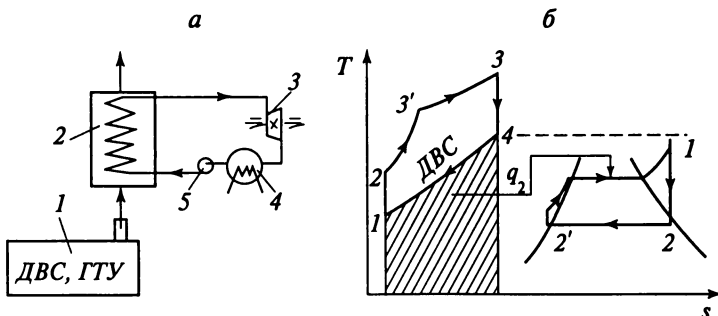


Рис. 16.1. Паровой теплоутилизационный контур:

а – принципиальная схема: 1 – первичный двигатель; 2 – котел-утилизатор; 3 – паровая турбина; 4 – конденсатор, 5 – насос;

б – совмещенные циклы ДВС (ГТУ) и цикл Ренкина

$$N_{п.т} = \frac{B_{п.т} Q_H^p}{3600} q_r \psi \eta_k \eta_{lp} \eta_{oi} \eta_m, \quad (16.13)$$

где ψ — коэффициент использования теплоты; η_k , η_{lp} , η_{oi} , η_m — КПД соответственно утилизационного котла, цикла Ренкина, внутренний от- носительный и механический.

Коэффициент использования теплоты отработавших газов ψ должен быть несколько ниже максимального ($\psi < \psi_{\max}$), определяемого из соображений недопущения снижения температуры газов ниже минимальной температуры $t_{\min}$, определяемой в зависимости от температуры точки росы t_p и перепада температур Δt для обеспечения интенсивности теплообмена между газом и паром: $t_{yx}^{\min} = t_p + \Delta t$.

Температура точки росы t_p зависит от состава топлива ($t_p = 120 + 140^\circ\text{C}$), $\Delta t \geq 25^\circ\text{C}$.

$$\text{Тогда } \psi < \psi_{\min} = \frac{t_r - t_{yx}^{\min}}{t_r}.$$

Коэффициенты полезного действия современных котлов $\eta_k = 0,85 + 0,9$, внутренний относительный КПД турбины $\eta_{oi} = 0,8 + 0,9$, а механический КПД $\eta_m = 0,95 + 0,98$.

Коэффициент полезного действия идеального цикла Ренкина

$$\eta_{lp} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2'}.$$

Расчеты выполняют с использованием таблиц и диаграмм воды и водяного пара, давление в утилизационном котле выбирают в пределах $p_s = 0,5 + 8$ МПа, давление в конденсаторе $p_k = 3 + 20$ кПа (в зависимости от температуры заборной охлаждающей конденсатор воды); температура перегретого пара t_1 должна быть сопоставлена с температурой газов на входе в утилизационный котел и быть ниже последней.

Таким образом, в результате расчетов должны быть определены мощность утилизационной паровой турбины $N_{п.т}$, кВт, а также энергетический КПД комбинированной установки η_e .

Коэффициент топливоиспользования

$$\eta_{e\Sigma} = \eta_e \left(1 + \frac{N_{п.т}}{N_e} \right). \quad (16.14)$$

Иные технологические схемы использования ВЭР освещены в специальной литературе.

Список литературы

Авдюнин О.В., Браславский М.И., Селиверстов В.М. Теплоэнергетика береговых предприятий водного транспорта: Справочник / Под ред. В.М. Селиверстова. — М.: Транспорт, 1991. — 352 с.

Арнольд Л.В., Михайловский Г.А., Селиверстов В.М. Техническая термодинамика и теплопередача. — М.: Высшая школа, 1979. — 446 с.

Ерохин В.Г., Маханько М.Г., Самойленко П.И. Основы термодинамики и теплотехники: Учеб. для техникумов. — М.: Машиностроение, 1980. — 164 с.

Зубрилов С.П., Ищук Ю.Г., Косовский В.И. Охрана окружающей среды при эксплуатации судов. — Л.: Судостроение, 1989. — 256 с.

Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: Учеб. для вузов. 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергия, 1975. — 488 с.

Кудинов В.А., Карташев Э.М. Техническая термодинамика. — М.: Высшая школа, 2000. — 261 с.

Михайловский Г.А. Судовая и промышленная теплоэнергетика. — М.: Транспорт, 1975. — 288 с.

Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. — М.: Энергия, 1973. — 320 с.

Овсянников М.К., Костылев И.И. Теплотехника: Техническая термодинамика и теплопередача: Учеб. для вузов. — СПб.: ЭЛМОР, 1998. — 208 с.

Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения: Справочник / А.Н. Бессонный, Г.А. Дрейцер, В.Б. Кунтыш и др.; Под общ. ред. В.Б. Кунтыша, А.Н. Бессонного. — СПб.: Недра, 1996. — 512 с.

Павлова Е.И., Буралев Ю.В. Экология транспорта: Учеб. для вузов. — М.: Транспорт, 1988. — 232 с.

Российский Речной Регистр: Правила. — Т. 3. — М.: Марин инжиниринг сервис, 1995. — 432 с.

Сапожников С.З., Китанин Э.Л. Техническая термодинамика и теплопередача: Учеб. для вузов. — СПб.: Изд-во СПбГТУ, 2002. — 319 с.

Селиверстов В.М. Теплосиловое оборудование подъемно-транспортных машин. — М.: Транспорт, 1974. — 264 с.

Селиверстов В.М., Бажан П.И. Термодинамика, теплопередача и теплообменные аппараты. — М.: Транспорт, 1988. — 287 с.

Теплоснабжение: Учеб. для вузов / А.А. Ионин, Б.М. Хлыбов, В.Н. Браденков, Е.Н. Терлецкая; Под ред. А.А. Иониной — М.: Стройиздат, 1982. — 336 с.

Теплотехника: Учеб. для вузов / В.Н. Луканин М.Г. Шатров, Г.М. Камфер и др.; Под. ред. В.Н. Луканина — М.: Высшая школа, 1999. — 671 с.

Транспортная теплотехника: Учеб. для вузов ж.-д. транспорта / А.Э. Симсон, И.Д. Михайлов, В.Д. Сахаревич, В.И. Перелет — М.: Транспорт, 1988. — 319 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ВВЕДЕНИЕ	5

РАЗДЕЛ 1. ТЕРМОДИНАМИКА

<i>Глава 1.</i>	ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ	7
1.1.	Предмет, метод исследования и область применения феноменологической термодинамики	7
1.2.	Термодинамическая система. Параметры и уравнения состояния. Идеальный и реальный газ	10
1.3.	Смеси идеальных газов	13
1.4.	Теплоемкость газов и их смесей	15
1.5.	Дифференциальные уравнения термодинамики. Термодинамические потенциалы	19
1.6.	Основные законы термодинамики	21
<i>Глава 2.</i>	ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ	29
2.1.	Постановка задачи исследования процессов. Равновесные (обратимые) и неравновесные (необратимые) процессы	29
2.2.	Термодинамические процессы с идеальным газом	31
2.3.	Термодинамические процессы с водяным паром	44
2.4.	Влажный воздух	57
<i>Глава 3.</i>	РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС ТУРБИНЫ И КОМПРЕССОРА	65
3.1.	Идеальная газовая турбина и идеальный компрессор	65
3.2.	Многоступенчатые компрессоры	68
3.3.	Работа и коэффициент полезного действия реальных компрессоров	70
3.4.	Принципиальная схема и работа газотурбинной установки	71
<i>Глава 4.</i>	ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ	72
4.1.	Особенности преобразования энергии в потоке упругой жидкости. Параметры торможения	72
4.2.	Сопловое и диффузорное течения. Закон обращения воздействий на поток. Формы каналов сопел и диффузоров	73
4.3.	Истечение газа через суживающееся сопло и сопло Лаваля. Скачки уплотнения	78
<i>Глава 5.</i>	ЦИКЛЫ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК	84
5.1.	Круговые процессы (циклы), прямые и обратные. Циклы теплосиловых установок, холодильных машин и тепловых насосов	84

5.2.	Цикл Карно, теорема Карно. Обобщенные и эквивалентные циклы Карно	87
5.3.	Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания	90
5.4.	Циклы газотурбинных установок	99
5.5.	Циклы парозенергетических установок	104
5.6.	Обратные циклы	110
Глава 6.	ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ ..	114
6.1.	Второе начало термодинамики для необратимых процессов. Закон возрастания энтропии	114
6.2.	Необратимость и производство работы. Техническая работоспособность — эксергия. Формула Гюи—Стодола. Эксергетический КПД	118
6.3.	Анализ необратимых циклов с помощью системы коэффициентов полезного действия	122
6.4.	Энтропийный и эксергетический методы анализа	124
6.5.	Тепловой и эксергетический балансы теплоэнергетических установок. Вторичные энергетические ресурсы	125
Глава 7.	ЭЛЕМЕНТЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ	129
7.1.	Приложение первого и второго начал термодинамики к различным физико-химическим системам	129
7.2.	Термодинамическая вероятность химической реакции. Химическое сродство	133
7.3.	Термодинамика растворов	137

РАЗДЕЛ 2. ТЕОРИЯ ТЕПЛООБМЕНА

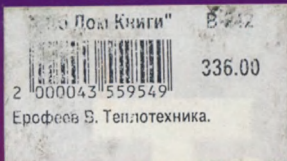
Глава 8.	ТЕОРИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ	143
8.1.	Процессы теплообмена	143
8.2.	Основные понятия теории теплопроводности	145
8.3.	Определение теплопроводности материала	148
8.4.	Дифференциальные уравнения теплопроводности	149
8.5.	Условия однозначности	151
8.6.	Распространение теплоты теплопроводностью в плоской и цилиндрической стенках при стационарном режиме (граничные условия первого рода)	153
Глава 9.	КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН	161
9.1.	Основные понятия и определения	161
9.2.	Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена ...	167
9.3.	Подобие физических явлений	175
9.4.	Гидромеханическое подобие	181
9.5.	Тепловое подобие	184
9.6.	Уравнения подобия конвективного теплообмена	187
9.7.	Экспериментальное изучение конвективного теплообмена ...	188
Глава 10.	ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ И СВОБОДНОМ ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ	195
10.1.	Движение жидкости в трубах	195
10.2.	Теплоотдача при движении жидкости в трубах	199
10.3.	Теплоотдача при поперечном омывании одиночной гладкой трубы и пучка труб	204
10.4.	Особенности расчета коэффициента теплоотдачи при поперечном омывании пучка оребренных труб	210
10.5.	Теплоотдача при свободном движении	215

10.6.	Теплообмен при кипении жидкости	218
10.7.	Теплоотдача при кипении жидкости в большом объеме	221
10.8.	Теплоотдача при кипении жидкости внутри труб	224
10.9.	Теплоотдача при конденсации пара	226
Глава 11.	ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	229
11.1.	Общие сведения	229
11.2.	Закон поглощения	232
11.3.	Основные законы излучения. Серые тела	233
11.4.	Закон Кирхгофа	236
11.5.	Излучение газов	238
11.6.	Теплообмен излучением между двумя телами	243
11.7.	Защита от теплового излучения (экраны)	246
Глава 12.	ТЕПЛОПЕРЕДАЧА	247
12.1.	Сложный теплообмен. Теплопередача через стенки	247
12.2.	Тепловая изоляция. Критический диаметр изоляции	254
Глава 13.	ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ	257
13.1.	Типы и классификация теплообменных аппаратов	257
13.2.	Схемы тока теплоносителей	259
13.3.	Тепловой баланс	260
13.4.	Температурный напор	262
13.5.	Тепловые расчеты	267
13.6.	Гидродинамический расчет	270
13.7.	Тепловые трубы и термосифоны	272

РАЗДЕЛ 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОТЫ

Глава 14.	ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТОПЛИВА И ОСНОВЫ ИХ ГОРЕНИЯ	276
14.1.	Классификация топлив. Элементарный состав. Формулы пересчета	276
14.2.	Физические и эксплуатационные характеристики товарных топлив. Условное топливо	281
14.3.	Основы горения топлив	299
14.4.	Определение расхода воздуха на горение топлива	309
14.5.	Состав и объемы продуктов сгорания топлив. Диаграмма $I_T - t_T$	313
Глава 15.	ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ВОДНОГО ТРАНСПОРТА	318
15.1.	Энергопотребление на объектах водного транспорта	318
15.2.	Котельные установки	321
15.3.	Промышленные печи	343
15.4.	Компрессорные установки	354
15.5.	Холодильные и криогенные машины и установки	380
15.6.	Системы теплоснабжения промышленных предприятий	409
15.7.	Двигатели внутреннего сгорания	426
15.8.	Экологические проблемы использования тепловой энергии на водном транспорте	466
Глава 16.	ОСНОВЫ ЭНЕРГОСБЕРЕЖЕНИЯ	474
16.1.	Цели и направления государственного обеспечения повышения эффективности использования энергии. Оценочные показатели энергоэффективности	474
16.2.	Энергетический баланс судна	479
16.3.	Пути использования вторичных энергетических ресурсов	483
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ		485



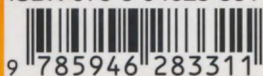


Тепло- техника

- **Термодинамика**
- **Теория теплообмена**
- **Энергетические проблемы
использования теплоты**



ISBN 978-5-94628-331-1



ИКЦ «АКАДЕМКНИГА»