

# Основы теории тепловых процессов и машин

Часть I



**БИНОМ**

Лаборатория знаний

ТЕПЛОТЕХНИКА

# ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ И МАШИН

## Часть I

Под редакцией канд. техн. наук,  
доцента, профессора Академии военных наук  
Н. И. Прокопенко

3-е издание, исправленное

Д о п у щ е н о  
Министерством образования Российской Федерации  
в качестве учебного пособия для студентов  
высших учебных заведений,  
обучающихся по направлению  
подготовки дипломированных специалистов  
653200 «Транспортные машины и  
транспортно-технологические комплексы»



Москва  
БИНОМ. Лаборатория знаний  
2009

УДК 62-84(075.8)+536.7(075.8)  
ББК 31.36я73+22.317.1я73  
О-75

Рецензенты:

доктор технических наук, профессор Ведрученко В. Р.  
(Омский государственный университет путей сообщения);  
доктор технических наук, профессор,  
академик Академии проблем качества Российской Федерации Лазарев Е. А.  
(Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск)

Авторы:

Н. Е. Александров, А. И. Богданов, К. И. Костин, В. С. Кукис,  
Л. А. Олюнина, Н. И. Прокопенко, А. И. Сакович

**Основы** теории тепловых процессов и машин : в 2 ча-  
О-75 стях. / [Н. Е. Александров, А. И. Богданов, К. И. Костин  
и др.]; под ред. Н. И. Прокопенко. — М. : БИНОМ. Лабо-  
ратория знаний.

ISBN 978-5-94774-379-1

Ч. I. — 560 с. : ил. — 3-изд., испр. — 2009.

ISBN 978-5-94774-447-7

В первой части рассматриваются вопросы становления науки о теп-  
ловых машинах, видах энергии и способах ее передачи. Показана фун-  
даментальная сущность первого закона термодинамики как всеобщего  
закона сохранения энергии. Раскрывается физическая сущность и анализ  
процессов, происходящих с идеальным и реальными газами в условиях  
закрытых и открытых термодинамических систем.

Для студентов, обучающихся по направлению подготовки дипломи-  
рованных специалистов 653200 «Транспортные машины и транспортно-  
технологические комплексы».

УДК 62-84(075.8)+536.7(075.8)  
ББК 31.36я73+22.317.1я73

---

*Учебное издание*

**Александров Н. Е.**  
**Богданов А. И.**  
**Костин К. И. и др.**

**ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ И МАШИН**

В двух частях

Часть первая

Редактор *Т. Б. Кнозорова*. Художник *Н. В. Зотова*. Корректор *Н. Ектова*.

Подписано в печать 10.03.09. Формат 70×100/16.

Усл. печ. л. 45,50. Тираж 2000 экз. Заказ

Издательство «БИНОМ. Лаборатория знаний»

125167, Москва, проезд Аэропорта, д. 3

Телефон: (499) 157-5272, e-mail: binom@Lbz.ru, <http://www.Lbz.ru>

Отпечатано с готовых диапозитивов в ОАО «ИПК «Ульяновский Дом печати»  
432980, г. Ульяновск, ул. Гончарова, 14

---

ISBN 978-5-94774-447-7 (Ч. I)  
ISBN 978-5-94774-379-1

© БИНОМ. Лаборатория  
знаний, 2009

# ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время жизни трудно представить без тепловых машин. На транспорте главным двигателем является двигатель внутреннего сгорания (ДВС). Все мобильные боевые машины в своем составе имеют ДВС, обеспечивающие их перемещение в пространстве. Без тепловых двигателей невозможно полеты в космос.

В таких двигателях тепловая энергия преобразуется в механическую энергию. Получать тепловую энергию люди научились очень давно, а преобразовывать ее в механическую энергию — совсем недавно. Объясняется такой большой разрыв отсутствием в течение длительного времени какой-либо теории тепловых процессов и машин. К настоящему времени эта теория достаточно глубоко (но неокончательно) разработана.

В связи с этим для широкого круга специалистов становится особенно актуальным понимание физических основ современной энергетики (прежде всего основ термодинамики), а также умение свободно владеть ими. Все энергетические установки, в том числе и ДВС, строятся на основе положений технической термодинамики с учетом современных технологических возможностей.

Поскольку техническая термодинамика является общеинженерной дисциплиной, то каждый специалист должен знать и понимать ее законы, их проявления в природе и приложения в инженерной практике. В рамках термодинамики возможно наиболее полное и точное описание всех явлений природы. Когда мы изучаем электрические явления, то должны знать, что изначально они обусловлены тепловыми явлениями, которые изучает только термодинамика.

У многих учащихся термодинамика, как научная дисциплина, вызывает смущение из-за предубеждения в ее «сложности». Непонимание и трудности усвоения отдельных вопросов термодинамики объясняются тем, что учащийся, как правило, недостаточно подготовлен по математике, физике, химии, а также тем, что в большинстве учебников основные положения термодинамики не излагаются точно и ясно, а в стремлении к краткости и сжатости лишь догматически высказываются. Поэтому авторы учебника поставили цель не только ознакомить на доступном уровне будущих инженеров с новыми для них понятиями, но и помочь им уяснить физическую сущность большого количества явлений природы и тем самым преодолеть психологический барьер предубеждения о «Сложности» термодинамики. С этой целью исключен догматизм в изложении материала. В большинстве случаев, помимо строгих определений, даются и свободные, что облегчает их понимание с точки зрения логической науки. Во многих случаях приво-

дится более подробный анализ протекания тепловых процессов или работы тепловых машин. Поскольку без использования математического аппарата невозможно глубоко уяснить физическую сущность процессов, происходящих в различных технических системах, то в учебном пособии проводится подробный вывод всех аналитических зависимостей. Это сделано с целью выработки у обучаемых наиболее общих и простых подходов к анализу тепловых процессов и эффективности работы тепловых машин. При этом обращено внимание на выявление наиболее эффективных методов преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму и наоборот. С целью глубокого уяснения основных положений термодинамики показан ее эволюционный путь развития в рамках складывавшихся исторических условий. Без глубокого понимания не может быть знания предмета. Только поняв и осознав те трудности и проблемы, которые пришлось решать инженерам и изобретателям тепловых машин, можно глубоко уяснить принцип их работы. Поэтому авторы сочли необходимым показать на историческом фоне тернистый путь становления термодинамики, как науки о тепловых процессах и машинах.

Материал в учебном пособии излагается таким образом, чтобы процесс обучения сочетался с параллельным процессом — исследования рассматриваемых явлений. Основная цель такого изложения материала — развитие способности обучаемых к самостоятельному суждению об изучаемых явлениях природы и их реализации в технике. Вместе с тем, такой подход к изложению материала требует от читателя активизации мыслительного процесса. Основные положения термодинамики, при необходимости, периодически напоминаются. Это сделано с целью глубокого раскрытия их сущности в иных условиях проявления, а также для прочного запоминания обучаемым. В конце каждой главы приведены вопросы для контроля усвоения материала во время самостоятельной работы.

Авторы приносят особую благодарность рецензентам — доктору технических наук, профессору, академику Академии проблем качества РФ Е. А. Лазареву и доктору технических наук, профессору В. Р. Ведрученко за ценные советы, замечания и поддержку, которые способствовали значительному улучшению содержания и методики изложения материала пособия.

Учебное пособие написано профессорско-преподавательскими коллективами Омского танкового инженерного и Челябинского военного автомобильного институтов. Все замечания и предложения, направленные на улучшение учебника, авторы с благодарностью примут и учтут в дальнейшей работе.

# ПЕРВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ТЕПЛОВЫХ МАШИНАХ

## 1.1. ПРЕВРАЩЕНИЕ РАБОТЫ В ТЕПЛОТУ

Вокруг вопроса о том, кому принадлежит приоритет создания первого теплового двигателя, долго кипели страстные споры. Эти споры продолжают-ся и сейчас. Как свидетельствует история, каждое изобретение имеет своих авторов. Вместе с тем, оно включает опыт целого ряда предшествующих открытий и разработок.

Если бы мы могли воспользоваться машиной времени и двинуться назад, начиная с XX века в глубь веков, то сначала исчезнут самолеты, затем автомобили и паровозы, исчезнет электрическое освещение, пропадут паровые, а за ними и ветряные мельницы, исчезнут плуг, веялка и сеялка, останется только деревянная соха. Еще некоторое время сохранится ткацкий станок, гончарный круг и ручная мельница. Затем их не станет, и мы окажемся среди первобытных людей, которых от создателей первых машин будут отделять многие и многие поколения.

Первобытный человек никогда не слышал слово термодинамика, но он был первым учеником, изучавшим этот предмет. Он обладал примитивными, но практически полезными для него знаниями о том явлении, которое мы обозначаем словом теплота. Хотя лексикон первобытного человека был ограничен, он, вероятно, мог достаточно много сказать о природе теплоты, возможно, не меньше, чем мы, хотя наш язык сложился как итог многих веков цивилизации и многих лет образования. Он, конечно, не понимал всего того, что знал о тепловых явлениях, но мы можем представить себе, что же он должен был знать. Вероятнее всего, он знал то, что мы с вами узнаем непосредственно из повседневного опыта. Камень в тени на ощупь отличается от камня на солнце. Переходить вброд мелкую реку, пруд гораздо приятнее, чем быстрый поток, текущий из источника на склоне холма. Зимой человек дрожал от холода, летом изнемогал от жары. Различие между горячим и холодным для человека было очень важным, потому что непосредственно воздействовало на его чувства. Оно было осязаемым в буквальном смысле. Не использовал он никогда в своей речи слово «теплота», и тем более не понимал физического явления, обозначаемого этим словом. Как мы увидим дальше, само явление, которое мы называем словом «теплота», даже в его исходном основном значении, озадачивало самые яркие умы человечества в течение многих веков.

У первобытного человека было также элементарное представление о том, что такое теплоизолятор, хотя вряд ли он его так называл. В тени ему было прохладно в жаркий летний день. Снег под листвой долго сохранялся весной. Когда человек замерзал, он надевал шкуру.

После того, как приручив огонь, человек переселился в пещеру, он на практике познал много нового о теплоте. Горящие дрова служили источником тепла. Огонь нагревал предметы гораздо быстрее солнца. Камень, положенный вблизи огня, становился таким горячим, что до него нельзя было дотронуться.

Скоро человек заметил, что предметы, находящиеся в огне или рядом с горячими камнями, не только нагреваются, но подвергаются и другим изменениям. Дрова горят. Лед и снег тают. Вода кипит или испаряется.

Первобытный человек открыл, что можно получать тепло, совершая работу. Точнее говоря, он обнаружил, что, совершая работу над предметом, можно получить такой же результат, как и приведя его в контакт с чем-то горячим. Действительно, он мог путем трения друг о друга нагреть две палочки, то есть, сделать их теплыми. Если он достаточно упорно тер их нужным образом, то в результате добывал огонь. Он осознавал, что процесс трения требует затраты определенных усилий, то есть, необходимо напрягаться и прикладывать силу. Человек не знал физического смысла понятия «работа», но непосредственно на опыте убедился (и каждый это знает), что чем труднее тянуть или толкать предмет и чем дальше его перемещать, тем сильнее устаешь. Он не знал, как вычислить работу, а поэтому основным мерилom того, сколько работы он произвел, была степень его усталости.

Следовательно, уже в те времена из повседневного опыта можно было установить, что один и тот же результат можно получить либо нагревая предмет, либо совершая над ним работу путем трения. Осознание этого факта уже тогда позволило бы отметить эквивалентность теплоты и работы. Но это было доказано значительно позже. Такой вывод не мог сделать первобытный человек, так как он не обладал необходимыми для этого знаниями.

Таким образом, первобытный человек из повседневной практики получил самые общие представления о теплоте и работе, убедился в возможности превращения работы в теплоту (путем трения палочек). Он мог нагреть предмет (получить огонь для приготовления пищи), совершая над ним работу с помощью мускул. Большинство из нас редко задумывается над тем, как получить огонь путем совершения работы. Но все же мы знаем, что работа сил трения, совершающаяся, например, при шлифовании наждачной бумагой куска дерева или остановке автомобиля с помощью тормозов, трение при отсутствии смазки в подшипнике, приводит к тому, что можно условно назвать процессом «производства» теплоты. Дерево, тормозные колодки или подшипники нагреваются так, словно мы привели их в контакт с горячим предметом (нагрели на огне).

## 1.2. ПРЕВРАЩЕНИЕ ТЕПЛОТЫ В РАБОТУ. ПЕРВЫЕ ТЕПЛОВЫЕ МАШИНЫ

Рассуждая о первобытном человеке, мы пришли к заключению, что он кое-что знал о теплоте, а именно, понимал и использовал многое из того, что знает сегодня любой человек. Но это были односторонние эмпирические знания. Он достаточно для своего уровня развития освоил процесс преобразования работы в теплоту, но об обратном процессе преобразования теплоты в работу ничего не знал. Он знал, что, совершив работу, можно нагреть холодный предмет. Но он не знал, что, охладив рабочее тело, можно совершить работу. Овладение огнем было, вероятно, гигантским скачком вперед на долгом пути человечества от первобытного существования к современным жизненным благам.

Однако обратный процесс превращения теплоты в работу первобытный человек в своей деятельности все-таки использовал, хотя и не осознано. Когда какой-то древний человек впервые проплыл вниз по течению реки на бревне, он использовал движение воды, текущей с горы под действием силы тяжести. Когда на смену бревну пришла парусная лодка, она двигалась под действием силы давления ветра, то есть ветер совершал работу. Но и ветер возникает вследствие теплового воздействия Солнца на атмосферу. Ветряные мельницы, которые впервые появились в Афганистане в IX в., широко использовались в Голландии в качестве стационарного источника механической работы еще в XII в., задолго до того, как началось применение паровых машин. Хотя плоты, парусные суда, ветряные и водяные мельницы, в конечном счете, приводятся в движение солнечным теплом, здесь мы не имеем дела с сознательным использованием способности источников тепла производить работу.

По-видимому, первым устройством для превращения теплоты в работу могла быть паровая пушка «Архитронито». Ее название можно перевести как «сильный гром». Описание этого прибора имеется у Леонардо да Винчи, приписывающего его Архимеду, хотя некоторые специалисты считают, что изобретение относится к более позднему периоду. Такая пушка вполне могла существовать, но ее нельзя, конечно, считать двигателем. Двигатель, в современном понимании, это машина, непрерывно преобразующая энергию из любой формы в механическую форму. И все же можно считать, что рядом с поршневым насосом именно пушка стоит у колыбели паровой машины.

Принято считать, что паровой двигатель был изобретен между 150 г. до нашей эры и 150 г. нашей эры выдающимся греческим ученым и изобретателем того времени Героном из Александрии. Эолипил (от греческого «ветряный шар») Герона (рис. 1.1) — прадед турбин и ракет.

Этот эолипил представлял собой полый шар 4, который можно заставить вращаться, разведя под ним огонь. Для этого в вертикальной плоскости шар 4 был снабжен двумя выступающими диаметрально противоположными изогнутыми трубками 3 и под ним был установлен котел 1, частично заполненный водой. Когда под котлами 1 разводили огонь, вода в нем закипала, образующийся пар поступал во внутреннюю полость

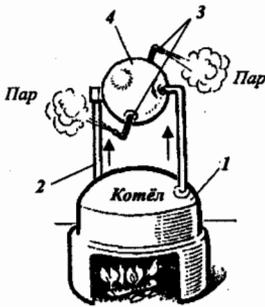


Рис. 1.1. Эолипил Герона Александрийского

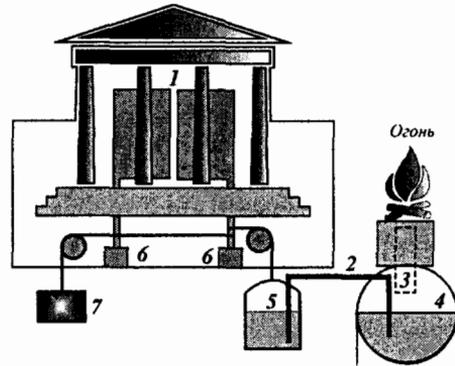


Рис. 1.2. Тепловой привод дверей храма

шара 4 по паропроводам 2 и вытекал из нее по изогнутым трубкам 3, вызывая вращение шара 4. По существу, эолипил — не что иное, как паровая реактивная турбина.

Конечно, эолипил не соответствует формальному определению теплового двигателя, так как он ничего не приводит в движение (не совершает работу). Это просто красивая игрушка, но в нем, безусловно, теплота превращается в механическую работу. Эта работа совершается паром против сил трения в опорах. Идея использования энергии пара путем разгона его и выхода струй в окружном направлении была позднее использована при создании паровых реактивных турбин.

Герон не полностью представлял себе, что является рабочим телом в его машине, так как в те времена пар отождествляли с воздухом. Но он продемонстрировал, что при тепловом взаимодействии между пламенем (источник тепловой энергии) и котлом, в котором находится некоторое рабочее тело, может совершаться механическая работа. Именно Герон дал первое четкое описание прибора, с помощью которого можно конструктивно осуществить процесс преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму (теплоты в работу). Существуют некоторые свидетельства тому, что жрецы в древности использовали движущую силу пара для открывания дверей в храмах и перемещения фигур богов.

На рис. 1.2 показан тепловой привод Герона для открывания дверей храма. От открытого огня воздух в сосуде 3 нагревался и расширялся, в результате чего его давление возрастало. Это давление воздействовало на свободную поверхность воды в сосуде 4. Вода из сосуда 4 выталкивалась по трубопроводу 2 в емкость 5, которая под действием силы тяжести опускалась и с помощью цепей поднимала груз 7, а также вращала валы 6. При своем вращении валы 6 открывают двери 1. Когда огонь от сосуда 3 убирали, то воздух в нем охлаждался и сжимался. В сосуде возникало разрежение, которое передавалось по трубопроводу в сосуд 4. Возникший перепад давлений между сосудами 4 и 5 (в сосуде 4 давление меньше, чем в сосуде 5) заставлял перетекать воду из сосуда 5 в сосуд 4. Сила тяжести, действующая на сосуд 5, уменьшалась и становилась меньше силы тяжести,

действующей на груз 7. Груз 7 таким образом, опускался, закрывая при этом двери 1. Такой тепловой привод работал циклически и его уже можно назвать тепловым двигателем, так как он реально приводил в движение предметы окружающей среды (двери храма).

Отрезок времени от создания эолипила до устройств, превращающих силу огня в полезную работу, очень велик. Изобретение двигателя Герона имело огромное значение, но оно не повлекло за собой широкого использования котла и топки для получения работы, которая по-прежнему совершалась за счет мускульной силы. Лишь спустя много лет были построены действительно полезные машины, но их вряд ли можно считать прямыми потомками эолипила Герона.

Появление тепловых двигателей связано с возникновением и развитием промышленного производства в начале XVII в. или с первой промышленной революцией. И первые крупные изобретения в этой области были сделаны главным образом в Англии, самой промышленно развитой в то время стране. Ведущую роль в этом сыграло горное дело. Бурно развивающаяся металлургическая промышленность для плавки черных и цветных металлов требовала сжигания большого количества древесного угля. Леса в Англии были быстро опустошены, а поэтому дальнейшая рубка лесов была запрещена из-за нарушения природного равновесия. Пришлось начать добычу каменного угля. Хотя запасы этого вида топлива были велики, они находились под водяными пластами. Глубина шахт доходила до 200 м. При такой глубине насосы, приводимые в движение лошадьми (иногда приходилось держать до 500 лошадей на одной шахте или руднике), не могли справиться с потоком воды в шахтах. Таким образом, к изобретению первой паровой машины привела необходимость. Речь шла буквально о жизни и смерти горнорудной промышленности.

В этот период появляются первые теоретические изыскания об условиях превращения тепла в работу<sup>1</sup>. В 1683 г. англичанин Сэмюэль Морленд издал сочинение, в котором впервые четко изложил мысль о том, что для подъема воды путем использования теплоты горения нужно вначале воду превратить в пар. В сочинении приводились даже размеры расширительной машины (диаметр цилиндра, ход поршня) и значение высоты, на которую можно поднять воду. Это были первые представления о необходимости создания расширительной машины, с помощью которой можно преобразовать энергию из тепловой в механическую форму (теплоты в работу). Полученная по расчетам Морленда высота 1,2 м была несопоставима с глубиной шахт, и его работы не смогли найти применения. Но признание необходимости превращения воды в пар — это большая заслуга Морленда. Водяной пар (газообразное тело) стал первым рабочим телом тепловых двигателей. Водяной пар в качестве рабочего тела широко распространен и сейчас. Причины этого заключаются в доступности воды, ее нетоксичности, а также достаточно высоких теплофизических свойствах пара.

Но для использования водяного пара, кроме установленного Морлендом факта (о необходимости превращения воды в пар), требуется выполнить

<sup>1</sup> С физической точки зрения это означает превращение энергии из тепловой формы в механическую форму.

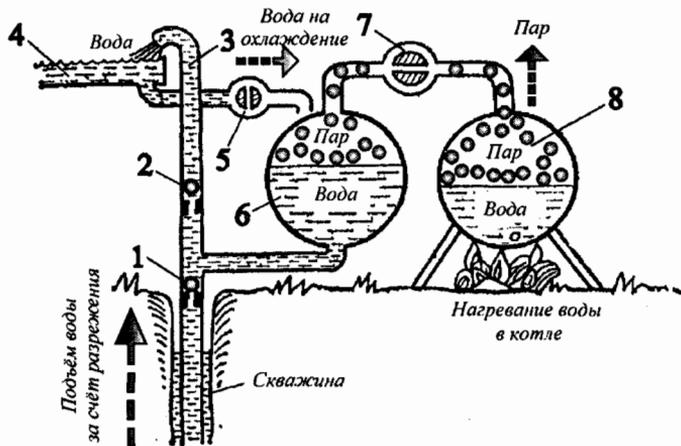


Рис. 1.3. Паровой водоподъемник (насос) Томаса Севери

еще одно важное условие. К пониманию этого условия подошли практически одновременно француз Дени Папен и англичанин Томас Севери.

Вполне вероятно, что они могли использовать некоторые познания в этой области. К началу их деятельности выдающийся итальянский физик Э. Торричелли (1608–1647 гг.) доказал существование атмосферного давления и тем самым опроверг сложившееся к тому времени мнение о том, что «природа не терпит пустоты». На базе открытия Торричелли немецкий физик О. Герике (1602–1686 гг.) провел ряд опытов, в результате которых в 1654 г. доказал, что воздух имеет массу и упругость (может сжиматься и расширяться), а также определил его плотность. Опыты Герике натолкнули исследователей на мысль, что силу атмосферного давления можно использовать для производства механической работы. Для этого необходимо было получить разреженное пространство, способ получения которого еще задолго до опытов Герике (в 1601 г.) предсказывал итальянский ученый Д. Порта (1535–1615 гг.), обративший внимание на то, что при конденсации водяного пара в закрытом сосуде возникает разрежение.

В 1698 г. Томас Севери, владелец шахты в Корнуэлле, запатентовал особый водяной насос, вода в котором перемещается с помощью водяного пара. В патенте было указано, что он выдан на устройство «для подъема воды и для получения движений всех видов производства при помощи движущей силы огня...».

Устройство Т. Севери (рис. 1.3) представляло собой герметичный сосуд с закрепленными в нем двумя трубами: одна служила для всасывания и удаления откачиваемой воды, другая сообщалась с паровым котлом.

Образующийся в котле 8 пар под давлением вводится в сосуд 6 через вентиль 7. Потом, когда вся вода окажется вытесненной из сосуда 6 по трубопроводу 3 в емкость 4 через клапан 2, вентиль 7 закрывается (вручную) и сосуд 6 снаружи охлаждается холодной водой, поступающей из емкости 4 через вентиль 5. Пар в сосуде 6 конденсируется. Благодаря образуемому при этом вакууму (разрежению), через клапан 1 всасывается новая порция

воды и весь цикл повторяется. В 1702 г. Т. Севери опубликовал работу «Друг рудокопа», где запатентовал описание созданной им машины. Машины Т. Севери годились для различных целей: для водоснабжения городов и крупных зданий, для осушения болот и лугов. Правда, высота подъема воды у них была ограничена, и для глубоких шахт они не годились.

Выясним, за счет чего поднималась вода в паровом водоподъемнике Т. Севери. В сосуде *б* искусственно создавалось разрежение, то есть давление в нем после охлаждения пара становилось меньше атмосферного. Действительно, вода в газообразном состоянии (пар) занимает полностью объем того пространства, которое предоставляет сосуд. В жидком состоянии вода занимает значительно меньший объем. Поэтому, при переходе воды из газообразного состояния в жидкое, ее объем резко уменьшается, что приводит к возникновению в закрытом сосуде разрежения. На воду, находящуюся в скважине, действовало атмосферное давление. Разрежение из сосуда *б* через открытый клапан *1* передавалось на жидкость, находящуюся во всасывающем трубопроводе. Так как атмосферное давление, действующее на воду, находящуюся в скважине, больше давления, действующего на эту же воду со стороны сосуда *б*, то вода будет подниматься вверх под действием атмосферного давления, заполняя сосуд *б*. Так как разрежение в сосуде *б* создавалось за счет конденсации пара, то машину можно назвать паровой. Однако подъем жидкости осуществлялся за счет атмосферного давления. Поэтому такие водоподъемники называют *пароатмосферными*. Фактически паровая машина Т. Севери представляла собой паровой водоподъемник (насос). Этот насос имел мизерный КПД — порядка 0,3%, поэтому потреблял большое количество топлива. Его высота всасывания зависела от атмосферного давления и не превышала 7...8 м. Позднее этот факт был доказан научными исследованиями. Установлено, что за счет атмосферного давления (создав над водой абсолютный вакуум) воду можно поднять на высоту не более 10,3 м. Чем глубже шахта, тем ниже необходимо было устанавливать всасывающий клапан *1*. Но в этом случае над этим клапаном увеличивалась высота столба воды, которую необходимо в дальнейшем поднять для подачи в сосуд *4*. Этот процесс осуществлялся за счет давления пара, поступающего из сосуда *б*. Чем больше высота столба жидкости над этим клапаном, тем большим должно быть давление пара. Подъем воды выше всасывающего клапана *1* на каждые 10 м требовал увеличения давления пара на 1 атм (примерно на 0,1 МПа). А так как давление в паровых котлах того времени из-за взрывоопасности ограничивалось значением, не превышающим 3 атм (~0,3 МПа), то общая высота подъема воды не превышала 20...25 м. В этом случае для более глубоких шахт приходилось устанавливать несколько таких насосов — этажами (подъемами) один над другим.

Впоследствии машина Т. Севери была усовершенствована Деагюлье, предложившим охлаждать пар в сосуде путем впрыскивания в него воды. Это существенно сократило длительность конденсации и увеличило частоту рабочих циклов, то есть увеличило производительность насоса. Одна из таких машин была выпущена Петром I и установлена в Летнем саду Санкт-Петербурга. Машины Т. Севери мало соответствовали сложившимся значительно позднее представлениям о паровой машине, так как у них не

было движущихся частей. Теперь их называют *термомеханическими* насосами. Тем не менее, это была первая машина, способная работать непрерывно. Из-за отсутствия движущихся частей машины Т. Севери оказались очень надежными и долговечными. Они имели большой промышленный спрос, несмотря на то, что были крайне неэкономичными (их коэффициент полезного действия не превышал 1%).

Т. Севери был первым изобретателем, сумевшим на практике применить водяной пар для производства полезной работы.

Большое влияние на дальнейшее развитие тепловых двигателей оказал Дени Папен. Длительная совместная работа с голландским физиком Христианом Гюйгенсом и английским физиком Робертом Бойлем позволили Д. Папену ознакомиться с принципом получения работы за счет использования поршня в цилиндре. Идея Х. Гюйгенса заключалась в следующем. В цилиндр помещали поршень и под ним поджигали порох, уже известный в Европе с XIII в. Под действием продуктов сгорания пороха поршень поднимался вверх, его фиксировали в этом положении, а продукты сгорания охлаждали. В результате их объем уменьшался, а поэтому под поршнем возникало разрежение. Под действием атмосферного давления поршень опускался и мог совершать полезную работу. Как отмечалось ранее, о существовании атмосферного давления в то время уже было известно. Силу атмосферного давления наглядно продемонстрировал в 1654 г. бургомистр Магдебурга Отто фон Герике. Широко известен его опыт с магдебургскими полушариями, из которых откачали воздух и их не смогли разъединить 16 лошадей.

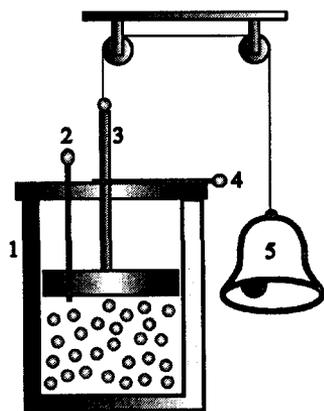


Рис. 1.4. Схема парового атмосферного двигателя Д. Папена

Идеи и разработки Х. Гюйгенса навели Д. Папена на мысль о том, чтобы заменить продукты сгорания паром, который можно сконденсировать (перевести в жидкое состояние). Поскольку объем конденсата (воды в жидком состоянии) намного меньше объема охлажденных продуктов сгорания пороха (они при охлаждении не переходят в жидкое состояние), то можно получить большее разрежение (понижение давления пара под поршнем), а поэтому полезная работа будет больше. В его паровой машине (рис. 1.4), предложенной за 8 лет до появления машин Т. Севери, цилиндр 1 устанавливали вертикально, а под поршень 3 наливали воду. Поршень опускали вниз, причем воздух из-под поршня 3, установленного в цилиндре 1, выходил через отверстие в поршне, закрываемое потом штифтом 2.

Цилиндр подогревали. Образовавшийся пар поднимал поршень 3, который в верхнем положении закрепляли чекой 4. Цилиндр 1 обливали холодной водой, пар в нем конденсировался (переходил в жидкость), вследствие чего в цилиндре образовывалось разрежение (уменьшался объем воды). Чеку вынимали, поршень 3 под давлением атмосферного воздуха опускался вниз, поднимая при этом груз 5. Таким

образом, цилиндр 1 служил одновременно и котлом, и конденсатором пара, из-за чего эта машина сильно уступала машине Т. Севери. В машине Т. Севери пар конденсировался в отдельном сосуде. Машина Д. Папена успеха не имела. Но в 1698 г. Д. Папен опубликовал научную работу, в которой впервые указал на то, что кроме превращения воды в пар, необходим процесс конденсации. Это было осознание необходимости процесса отвода энергии от пара в тепловой форме. Именно это положение в дальнейшем стало одним из фундаментальных в области тепловых двигателей. И это одно из неперемных условий получения работы. Д. Папен фактически описал *замкнутый цикл* работы пара в паровой машине.

Говоря современным языком, для работы тепловой машины по замкнутому циклу необходимо иметь горячий источник теплоты (для нагрева рабочего тела) и холодный источник теплоты (для охлаждения рабочего тела). Следовательно, при работе тепловой машины в течение одного рабочего цикла теплота к рабочему телу вначале должна подводиться, а потом — отводиться. В идеальном случае разность подведенной к рабочему телу и отведенной от него теплоты (энергии в тепловой форме) численно равна полезной (механической) работе на валу машины.

В 1707 г. Д. Папен под влиянием Т. Севери возвращается к идее создания паровой поршневой машины. Теперь уже котел отделен от цилиндра. Пар давит на поршень сверху, и он вытесняет из цилиндра воду через отверстие в дне. Эта машина тоже сильно уступала машине Т. Севери, так как не имела всасывающего хода, и поэтому не получила широкого распространения. Но важно то, что процесс конденсации Д. Папен вынес за пределы цилиндра. Отработавший пар выпускался в атмосферу. Кроме того, Д. Папен предусмотрел подачу откачиваемой из рудника воды на лопатки водяного колеса для получения непрерывного вращения вала отбора мощности, и в этом сильно опередил многих изобретателей. Оставалось сделать следующий шаг — снабдить вал водяного колеса набором шкивов для привода различных механизмов, поскольку паровая машина не позволяла получить вращательного движения.

Вклад Д. Папена в науку и технику не ограничивается работами над созданием только паровой машины. До сих пор успешно применяется другое его изобретение — автоклав. Ему же принадлежит изобретение предохранительного клапана, известны также его работы по изучению свойств водяного пара. На родине Д. Папена, в маленьком французском городке Блуа, ему установлен красивый памятник: на вершине лестницы на мраморном пьедестале стоит бронзовая фигура, прижимающая к себе цилиндр паровой машины.

В чем же заслуга ученых и изобретателей этого периода? Они впервые на основе практического опыта сумели заметить, а затем сформулировать (пусть в упрощенном виде) и реализовать на практике главные условия преобразования теплоты в работу (энергии из тепловой формы в механическую). Они установили, что мало иметь упругое рабочее тело и подводить к нему теплоту. Рабочее тело после расширения должно отдать часть теплоты холодному источнику (приемнику теплоты). Это положение легло в основу теории тепловых машин, работающих по замкнутому циклу (например, двигателей внутреннего сгорания).

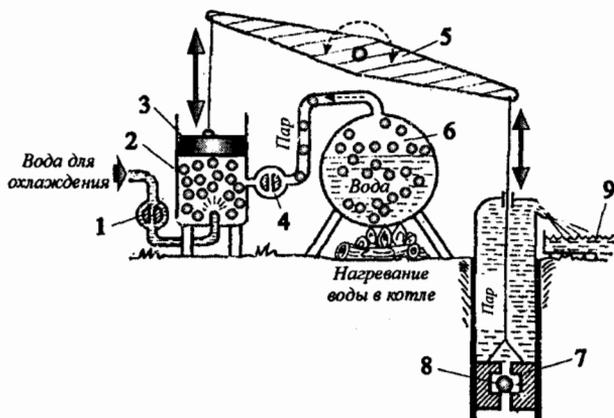


Рис. 1.5. Поршневая пароатмосферная водооткачивающая машина Т. Ньюкомена

Важный шаг на пути создания тепловых двигателей совершил английский изобретатель, кузнец по профессии Томас Ньюкомен. Критически оценив принцип действия насоса Т. Севери, Т. Ньюкомен построил в 1712 г. пароатмосферную машину для откачки воды, в которой использовал рациональные идеи Д. Папена и Т. Севери (поршень перемещался во время рабочего хода под действием атмосферного давления). Т. Ньюкомен сделал революционное (для того времени) усовершенствование парового двигателя, которое заключалось в отделении парового двигателя от рабочей машины. Конденсацию пара Т. Ньюкомен осуществлял по-иному — не охлаждением цилиндра снаружи, а впрыскивая воду внутрь его.

В двигателе Т. Ньюкомена (рис. 1.5) пар под давлением поступает из котла 6 через вентиль 4 в цилиндр 2 и толкает поршень 3 вертикально вверх.

Поршень 7 водяного насоса под действием силы тяжести опускается вниз, поворачивая балансир 5 вправо. После этого вентиль 4 закрывается, а вентиль 1 открывается и внутрь цилиндра 2 впрыскивается вода. Пар конденсируется и в цилиндре 2 под поршнем 3 возникает разрежение. Под действием атмосферного давления поршень 3 опускается, поворачивая балансир 5 влево. Поршень 7 водяного колеса поднимается вверх, клапан 8 закрывается и вода из шахты поднимается на поверхность в емкость 9. Применение впрыскивания воды внутрь цилиндра позволило ускорить процесс конденсации пара, в результате чего частота циклов (рабочих ходов) возросла, а поэтому возросла и производительность паровой машины.

В двигателе Т. Ньюкомена работу совершает поршень 3, который перемещается в одну сторону под давлением пара, а в обратную сторону — под давлением атмосферного воздуха. Новый двигатель действовал успешно, но работал медленно и требовал переключения вентиля 1 и 4 для подачи в цилиндр 2 попеременно то пара, то холодной воды для его конденсации. Это было однообразное и утомительное занятие.

В 1718 г. английским инженером Бейтоном был сконструирован механизм пароводораспределения. Движение штока поршня 3 и штанги поршня 7 водяного насоса могло осуществляться только по вертикали. Двигатель установить непосредственно над шахтой не представлялось возможным. Впервые в области тепловых двигателей проблема обеспечения строго вертикального движения поршня со штоком была решена с помощью балансира (впоследствии эта проблема была решена с помощью кривошипно-шатунного механизма). Балансир 5 представляет собой часть большого шкива (диаметр его равен расстоянию от штока поршня 3 двигателя до штанги поршня 7 водяного насоса). Таким образом, балансир обеспечивает связь парового двигателя с приводимой машиной, не препятствуя прямолинейному возвратно-поступательному движению связываемых частей. Мощность двигателя составляла 4...7 кВт, частота — 10...15 ходов в минуту. Пароатмосферная машина Т. Ньюкомена была гораздо экономичнее насоса Т. Севери и, кроме того, позволяла откачивать воду с глубины порядка 80 м. Но хотя в ней паровой котел был отделен от рабочего цилиндра, последний, как и в машине Д. Папена, выполнял функцию конденсатора.

Чередование охлаждения цилиндра впрыскиваемой водой с последующим нагревом его паром влекло за собой большую потерю теплоты. Поэтому КПД установки составлял менее 1%. Соответствующим был и удельный расход топлива (это количество топлива, расходуемое двигателем или энергетической установкой за единицу времени, деленное на развиваемую двигателем мощность), хотя и почти в 3 раза меньшим по сравнению с машиной Т. Севери — около 25 кг/(кВт · ч). При некоторых машинах Т. Ньюкомена содержали до 50 лошадей, едва успевавших подвозить топливо.

Двигатели Т. Ньюкомена использовались почти исключительно для откачки воды. Когда требовалась энергия для приведения в действие других механизмов, двигатель Т. Ньюкомена обычно поднимал воду на более высокий уровень, откуда она попадала на водяное колесо (как в водяной мельнице). Поднятая над землей вода являлась аккумулятором энергии, которую можно в любой момент преобразовать в полезную работу.

Несмотря на новизну двигателя Т. Ньюкомена, его не смогли запатентовать, так как патент Т. Севери распространялся на любую форму использования тепловой энергии.

В 1725 г. появилась книга немецкого инженера Леупольда, в которой представлена машина Т. Ньюкомена с удвоенным числом цилиндров (рис. 1.6). Каждая такая машина содержала два вертикальных рабочих цилиндра 4. Пар из общего котла 1 через распределительный кран 5 поступал по очереди под поршни 2, находящиеся в этих цилиндрах. Давление пара поднимало поршни 2, в результате чего поворачивались коромысла 3. После достижения поршнем наивысшей точки в цилиндр 4 впрыскивалась вода, поэтому пар конденсировался, и поршень 2 под действием атмосферного давления опускался, совершая работу (поворачиваются коромысла 3). Насосные цилиндры для подъема воды были установлены параллельно рабочим 4, а их поршни соединялись с поршнями рабочих цилиндров через коромысло-качалку 3. Когда один из поршней поднимался, то другой опу-

кался, и наоборот. Соотношение плеч коромысла определяло соотношение ходов поршней. Как правило, ходы поршней были равны.

Соотечественник Т. Ньюкомена Д. Хулл сумел приспособить его машину для движения судна. В 1736 г. он построил несколько парусников с пароатмосферной машиной в качестве вспомогательного двигателя. Передача от машины к гребному колесу (которое располагалось в корме судна) осуществлялась через систему блоков и ремней. Однако специфические недостатки пароатмосферной машины давали о себе знать, и через некоторое время двигатели демонтировали.

Авторитет Т. Ньюкомена был очень велик. В Англии даже существовало Ньюкоменовское общество, и это не удивительно, так как отделение двигателя от насоса представляло собой важный шаг, обеспечивающий расширение области использования тепловых двигателей. Тем не менее, двигатель в машине Т. Ньюкомена не был универсальным. Это обусловлено тем, что механическая передача от поршня двигателя к поршню насоса привязывала двигатель к определенному виду приводимых устройств (конкретную машину). Нужно было получить вращательное движение на выходе из паровой машины, и проблема была бы решена. Вращательное движение можно передать на требуемое расстояние и трансформировать обратно в возвратно-поступательное движение. Развивающаяся промышленность испытывала нужду в универсальном тепловом двигателе, то есть в двигателе, который бы имел вал отбора мощности, пригодный для присоединения к любому потребителю. Сами двигатели уже требовали создания сложных механизмов, преобразующих возвратно-поступательное движение поршней во вращательное движение валов и наоборот. К этому времени уже были известны некоторые механизмы, которые можно было с успехом реализовать в паровой машине. Например, привод ворота гончарного круга породил рукоятку, изогнутую дважды под прямым углом, отсюда недалеко и до коленчатого вала, который появился в XIII в. в качестве удобного привода для ручной мельницы. Постепенно распространяются шарнирные механизмы. Со временем появляются кривошипно-шатунные и кулисные устройства, различные типы червячных передач, зубчатые зацепления. К концу XVIII в. уже зарождались машиностроительные заводы.

Исключительную роль в механике машин сыграл основной механизм паровой машины — кривошипно-шатунный механизм, служащий для преобразования возвратно-поступательного движения поршня во вращательное движение выходного вала. Но что любопытно: в первых паровых машинах не было кривошипно-шатунного механизма потому, что он охранялся патентом. Поэтому пришлось дополнительно изобрести несколько механизмов для нужного преобразования. Среди них были планетарный механизм и так называемый параллелограмм Уатта, позже сыгравший существенную роль не только в механике, но и в математике.

Первый универсальный тепловой двигатель был создан в России выдающимся изобретателем, механиком Воскресенских заводов на Алтае, первым теплотехником России Иваном Ивановичем Ползуновым (1729–1766 гг.).

Изобретательность И. И. Ползунова не может не вызывать восхищения. Он первым понял, что можно заставить паровую машину приводить в движение не только насос, но и кузнечные мехи. Рабочие органы созданной

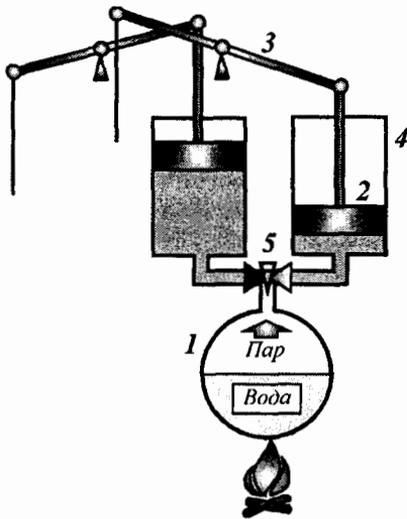


Рис. 1.6. Поршневая пароатмосферная машина Т. Ньюкомена с удвоенным числом цилиндров

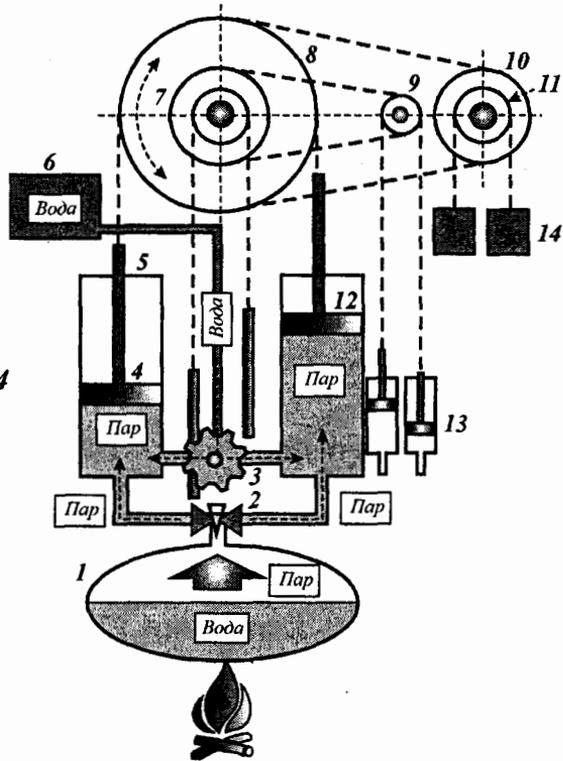


Рис. 1.7. Пароатмосферная машина И. И. Ползунова

им паровой машины передавали движение валу отбора мощности. Это качество придавало машине И. И. Ползунова свойство *универсальности*.

В апреле 1763 г. И. И. Ползунов представил начальнику Кольвановоскресенского горного округа А. И. Порошину три документа: докладную записку о необходимости замены гидравлических двигателей «огненными», описание пароатмосферной машины непрерывного действия и чертеж этой машины. Не имея опыта работы с огнедействующими машинами, И. И. Ползунов, тем не менее, не просто копирует машины, описанные в книгах, а вносит в проект своей машины существенные отличия от атмосферных машин того времени.

Эта машина (рис. 1.7) имела два цилиндра 5 с поршнями 4 и 12, соединенными цепями со шкивом 8. С помощью шкивов 7, 9, 10, 11 движение от главного вала со шкивом 8 передавалось к поршням цилиндров водяных насосов 13 и к воздуходувным мехам 14, которые подавали воздух в плавильные печи. Поршни работали попеременно. Когда в правом цилиндре 5 под действием впрыскиваемой в него воды пар конденсировался и поршень 12 опускался, в левый цилиндр 5 поступал пар из котла 1, благодаря чему

поршень 4 в этом цилиндре поднимался; затем левый поршень опускался, а правый поднимался, и так все повторялось.

Введение двух цилиндров, работающих на общий вал, потребовало решения еще одной сложной задачи — разработки пароводораспределительного механизма. В решении этой задачи И. И. Ползунов превзошел Бейтона, который сконструировал пароводораспределительный механизм к двигателю Т. Ньюкомена. В частности, в механизме Бейтона имелось 24 детали, а в механизме И. И. Ползунова — только 13.

Парораспределительный кран 2, через который пар попадал в цилиндры 5, и водораспределительный кран 3, через который в них поступала холодная вода из бака 6, действовали автоматически с помощью особого зубчатого механизма.

Как известно, впервые два цилиндра появились на рисунке в книге Я. Леупольда, изданной в 1725 г. в Лейпциге. Но Я. Леупольд не связал эти цилиндры в единый механизм (рис. 1.6), в результате чего он получил непрерывность только в подаче воды — каждый цилиндр работал как бы «сам по себе». Чтобы поршни могли возвращаться в исходное положение под действием силы тяжести, они были залиты свинцом, а согласование очередности работы цилиндров обеспечивалось системой пароводораспределения. В целом установку Я. Леупольда можно представить в виде двух установленных рядом отдельных насосов.

Машина И. И. Ползунова была испытана в октябре 1766 г. уже после его смерти и работала, в общем, удовлетворительно, в течение 43 дней. Мощность двигателя составляла около 30 л. с. Она обеспечивала дутьем 12 плавильных печей.

Возникает вопрос: «Почему двигатель И. И. Ползунова можно считать, в отличие от предшествующих двигателей, универсальным?»

В паровом двигателе И. И. Ползунова поршни поочередно и непрерывно приводили в качательное движение общий шкив, связанный цепями со шкивом приводимого механизма (водяных насосов, воздуходушных мехов). В проекте не предусматривалось получения вращательного движения, однако, работа двигателя не зависела от работы приводимого механизма. Двигатель и приводной механизм можно было разъединить, для чего достаточно убрать цепи, связывающие шкивы, а двигатель при этом сохраняет свою работоспособность. Чем длиннее установить цепи, тем дальше от места применения можно устанавливать машину И. И. Ползунова. Паровую машину И. И. Ползунова можно было бы назвать частично универсальной, поскольку она не позволяла получить вращательное движение выходного вала. Благодаря шкивам с цепями она не «жестко» привязывалась к объекту своего применения, как было с предыдущими машинами. В дополнение к проекту И. И. Ползунов разработал схему механизма парового двигателя с вращательным движением, в котором уже присутствовали маховик и кривошипно-ползунный механизм. Наличие валов и шкивов расширяло область использования машины, делало ее способной приводить в действие различные машины.

Как и всякий первый образец, машина И. И. Ползунова нуждалась в доработке, к тому же в ноябре обнаружилась течь котла. Без изобрета-

теля (И. И. Ползунова уже не было в живых) устранением течи никто не занимался. Машина бездействовала до 1779 г., а затем была разобрана.

В одном из разделов пояснительной записки к проекту пароатмосферной машины И. И. Ползунов изложил свои взгляды на природу теплоты. Здесь он придерживался как субстанциональной (теплородной), так и молекулярно-кинетической теории теплоты, и воздерживался от того, чтобы высказаться в пользу первой или второй. Какая бы из них ни оказалась справедливой, для устройства и эксплуатации проектируемой им машины это не было важно.

Таким образом, к созданию совершенно нового для России типа двигателя И. И. Ползунов шел не от каких-либо теоретических построений, а от экономических и технических запросов практики, размышляя о потребностях горнозаводского хозяйства и о возможности их удовлетворения средствами современной ему практики.

На перспективы практического применения машины И. И. Ползунова горное начальство Колывано-Воскресенских заводов смотрело довольно пессимистически. Решительно утверждалось, что *«в одной машине при здешнем Барнаульском заводе ... при довольстве воды надобности нет», что здесь она устроена «единственно для опыту и усмотрению ее действию в самой практике».*

Первые паровые двигатели имели КПД около 0,3...0,9%. Талантливый инженер Джон Смитон ввел в пароатмосферный двигатель ряд конструктивных элементов, позволивших значительно сократить расход пара и топлива. В результате этих усовершенствований КПД двигателя был доведен до 1%.

Именно экономии топлива особое внимание уделил шотландский механик и изобретатель Джеймс Уатт (1736–1819 гг.). Он был поражен огромным расходом пара (а, значит, и топлива) в машине Т. Ньюкомена из-за попеременного нагревания и охлаждения цилиндра. Причину этого Дж. Уатт видел в охлаждении стенок цилиндра при впрыскивании в него холодной воды. Для устранения этого недостатка он изобрел отдельный конденсатор водяного пара, который все время оставался бы холодным, но был связан с цилиндром через клапан, открывающийся в нужный момент цикла.

Как видно на рис. 1.8, машина Дж. Уатта отличается от машины Т. Ньюкомена только наличием отдельного конденсатора 7 водяного пара.

Машина работает следующим образом. Пар из котла 1 через вентиль 2 поступает в цилиндр, где поднимает поршень 3 (вентиль 4 при этом закрыт). Коромысло (балансир) 5 поворачивается вправо и поршень 8 водяного насоса опускается. После подъема поршня вентиль 2 закрывается, а вентиль 4 открывается и пар направляется в конденсатор 7, куда по трубопроводу 6 поступает холодная вода. Пар в конденсаторе 7 охлаждается и конденсируется. Под поршнем 3 возникает разрежение, и он под действием атмосферного давления опускается вниз, поворачивая коромысло 5 влево. В результате этого поршень 8 водяного насоса поднимается, перемещая воду из шахты в емкость 9. В дальнейшем цикл повторяется.

Таким образом, первый двигатель Дж. Уатта по принципу действия был *пароатмосферным одностороннего действия* и в действительности

представлял собой лишь усовершенствованный двигатель Т. Ньюкомена. Он не был универсальным первичным двигателем, а лишь водоподъемной машиной.

Благодаря тому, что цилиндр теперь мог оставаться все время горячим, его практически можно было изолировать, чтобы тепло не уходило в окружающую среду. Конденсатор Дж. Уатта сильно уменьшил расход топлива и увеличил КПД машины в 2.8 раза. Это был самый крупный скачок. Никто в будущем уже не сможет повторить достижений Дж. Уатта — больше такого скачка не будет, потому что на этом возможности термодинамики исчерпываются.

Впоследствии Дж. Уатт писал: «После того, как я всячески обдумал вопрос, то пришел к твердому заключению, что, для того, чтобы сделать совершенную паровую машину, необходимо, чтобы цилиндр был всегда горяч, как и входящий в него пар; но с другой стороны, конденсация пара для образования вакуума должна была происходить при температуре не выше  $30^{\circ}\text{C}$ ». Этот факт позволяет заключить, что Уатт хорошо знал термодинамические свойства воды. Чем меньше внешнее давление, действующее на воду, тем при меньшей температуре она кипит. При большом разрежении вода может кипеть при температуре, значительно меньше  $100^{\circ}\text{C}$ . Поэтому чтобы сконденсировать пар при большом разрежении, необходимо его сильно охладить. В обычных условиях водяной пар конденсируется уже при температуре  $100^{\circ}\text{C}$ .

Таким образом, в результате критических рассуждений о низкой экономичности паровой машины Ньюкомена, Дж. Уатт пришел к следующим выводам:

- для сокращения расхода пара его следует подавать из котла не в охлажденный, а в горячий цилиндр;
- для увеличения разрежения под поршнем в цилиндре необходима более полная конденсация пара, для чего нужно охлаждать его более интенсивно.

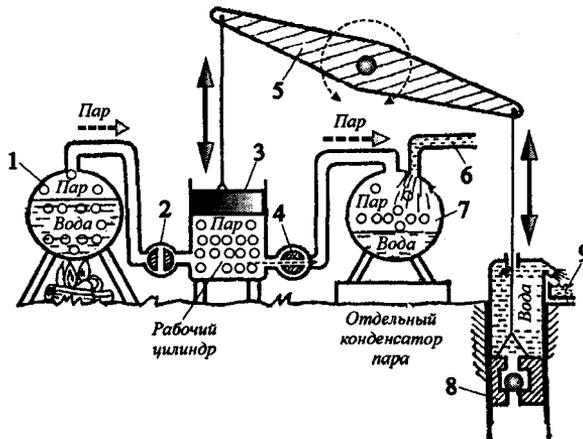


Рис. 1.8. Пароатмосферная машина Дж. Уатта с отдельным конденсатором пара

Со временем Дж. Уатт внес еще одно важное усовершенствование в машину Т. Ньюкомена. В этих машинах на поршень действовал всегда один и тот же перепад давлений — разница между атмосферным давлением (которое всегда почти одинаково) и давлением конденсации пара при температуре около 30°C. Дж. Уатт понял, что мощность такой машины может быть увеличена только путем увеличения площади поршня. Другого пути решения проблемы не было. Атмосферное давление увеличить нельзя. Чем больше диаметр поршня в цилиндре паровой машины, тем больше сила атмосферного давления действует на него:

$$P_{\text{атм}} = (p_{\text{атм}} - p_{\text{цил}}) \cdot S_{\text{п}},$$

где  $P_{\text{атм}}$  — сила атмосферного давления, действующая на поршень сверху;  $p_{\text{атм}}$  — атмосферное давление;  $p_{\text{цил}}$  — давление водяного конденсата в цилиндре паровой машины;  $S_{\text{п}}$  — площадь поршня.

Если в процессе конденсации весь пар перейдет в жидкость (воду), то давление внутри цилиндра станет равным почти нулю (идеальный случай). В этом случае на поршень 3 (рис. 1.8) будет действовать максимальное давление, равное атмосферному давлению  $p_{\text{атм}}$ . Это давление обусловлено свойствами окружающей среды и поэтому оно не может быть увеличено техническими средствами. Отсюда следует, что силу  $P_{\text{атм}}$ , прикладываемую к поршню, можно увеличить только за счет увеличения площади поршня 3. Этот путь ведет к увеличению габаритных размеров самой паровой машины.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть требуется поднять некоторый груз массой 1000 кг. Определим  $D_{\text{п}}$  — диаметр поршня (цилиндра) пароатмосферной машины, способной поднять этот груз. Предположим, что в результате конденсации пара в цилиндре его давление понизилось до нуля, т.е.  $p_{\text{цил}} = 0$ . Следовательно, на поршень будет действовать давление окружающей среды  $p_{\text{атм}}$ , равное 101325 Па ( $\sim 1$  атм). Сила давления окружающей среды, прикладываемая к поршню, равна

$$P_{\text{атм}} = p_{\text{атм}} \cdot S_{\text{п}} = p_{\text{атм}} \cdot \frac{\pi D_{\text{п}}^2}{4}.$$

Из этого выражения определим требуемый диаметр поршня (цилиндра) пароатмосферной машины

$$D_{\text{п}} = \sqrt{\frac{4P_{\text{атм}}}{\pi p_{\text{атм}}}}.$$

Для поднятия груза необходимо, чтобы со стороны окружающей среды к поршню была приложена сила, равная его весу, то есть, должно выполняться условие

$$P_{\text{атм}} = G = 1000 \cdot 9,81 \text{ Н} = 9810 \text{ Н}.$$

Подставляя численные значения величин в последнюю зависимость, получим:

$$D_{\text{п}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 9810}{3,14 \cdot 101325}} \approx 0,35 \text{ м}, \quad \left[ p_{\text{атм}} = 101325 \text{ Па} = 101325 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \right]^1.$$

<sup>1</sup> Здесь и далее по тексту в квадратных скобках указаны условия, при которых данное выражение справедливо.

Таким образом, для поднятия груза массой 1000 кг пароатмосферная машина должна иметь цилиндр (поршень) диаметром примерно 35 см.

Однако следует заметить, что понизить давление пара в цилиндре до нуля путем его конденсации практически невозможно. Это позволяет заключить, что диаметр цилиндра машины должен быть большим, чем определенный нами расчетным путем. Если давление пара в цилиндре при его конденсации понизится только в 2 раза, то диаметр поршня (цилиндра) следует увеличить в  $\sqrt{2}$  раза.

Рассуждая примерно так, Дж. Уатт пришел к выводу, который теперь кажется совершенно очевидным, — мощность паровой машины можно увеличить, если использовать не атмосферное давление, а *избыточное* давление пара. Это открывало более широкие возможности: давление пара можно увеличить выше атмосферного; изменяя давление, можно регулировать мощность машины. Чем больше нагрет пар, тем больше его давление, а поэтому он прикладывает к поршню большее усилие. В этом случае не нужно конденсировать пар с целью создания разрежения под поршнем. Однако, чем больше температура пара (воды), поступающего в котел, тем меньше его можно нагреть, а поэтому он будет оказывать меньшее давление на поршень. Таким образом, конденсацию пара, в общем, не следует отвергать. Как мы увидим дальше, при работе тепловой машины по замкнутому циклу нагреву рабочего тела на определенном этапе должно соответствовать его охлаждение на другом этапе.

Таким образом, вместо конденсации пара в цилиндре следует увеличить его давление под поршнем. Чем больше давление пара под поршнем, тем большая сила прикладывается к нему. Эта сила уже не зависит от параметров окружающей среды. Однако она зависит от избыточного давления пара под поршнем. Это давление, в свою очередь, ограничено прочностью деталей парового котла. После совершения работы над поршнем пар можно удалить в конденсатор, в котором конденсировать его (превратить в воду). Воду в последующем можно подать в котел и превратить в пар. Таким образом, паровая машина может работать непрерывно. Такая машина уже не будет пароатмосферной, поскольку она работает не под действием давления окружающей среды, а под действием избыточного давления пара.

Допустим, что под поршень, находящийся в цилиндре, можно подать пар, имеющий избыточное давление 10 атм ( $\sim 1$  МПа) (его, как правило, показывает манометр). Следовательно, абсолютное давление пара в цилиндре равно 11 атм (10 атм + 1 атм = 11 атм). Но так как на поршень с внешней стороны цилиндра всегда действует атмосферное давление, то его следует всегда вычитать из абсолютного значения. Избыточное давление газа (жидкости) измеряют манометром. Определим диаметр поршня паровой машины, требуемой для поднятия груза массой 1000 кг. Для этого воспользуемся приведенными ранее зависимостями:

$$D_{\text{п}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 9810}{3.14 \cdot 10 \cdot 101325}} \approx 0,11 \text{ м}, \quad [p_{\text{изб}} = 10 \cdot p_{\text{атм}} = 10 \cdot 101325 \text{ Па}].$$

В этом случае требуемый диаметр поршня уменьшился более чем в 3 раза по сравнению с предыдущим случаем. Тем не менее, чтобы реализовать

в паровой машине избыточное давление рабочего тела (пара), требуется изменить саму конструкцию машины.

Дж. Уатт при разработке своей паровой машины в дальнейшем отметил, что поршень в цилиндре совершает полезную работу только в одном направлении — в сторону штока. Определив, что пар вырывается из цилиндра, не отдав своей энергии, Дж. Уатт стал заполнять им только часть объема цилиндра. Расширяясь, пар совершал работу до конца рабочего цикла. Это оказывалось выгодным, так как уменьшало расход пара, однако приводило к снижению мощности двигателя при тех же размерах цилиндра. Решая возникшую проблему, Дж. Уатт натолкнулся на мысль использовать для получения работы и вторую полость цилиндра. Так был изобретен цилиндр *двойного действия*. Реализация цилиндра двойного действия принесла Дж. Уатту то, чего он не ставил своей задачей — непрерывность действия машины.

В машине двойного действия пришлось отказаться от гибкой связи поршня с балансиром при помощи цепи, применявшейся в пареоатмосферных машинах и машинах простого действия Дж. Уатта. Требовалось жестко соединить шток поршня и балансир для преобразования прямолинейного движения поршня во вращательное движение вала. Задача могла бы быть решена с помощью кривошипной передачи, которая к тому времени была хорошо известна. Казалось бы, очень просто снабдить паровую машину шатуном с кривошипом, имеющимся у каждого ножного точильного станка. Но, несколько мелкий предприниматель Джеймс Пикард взял патент на применение шатуна с кривошипом в устройстве паровой машины (которую он и не собирался строить — он желал получить отступное). Тогда Дж. Уатт изобрел пять новых устройств, позволяющих получить вращательное движение, и обходящих то, что было придумано Д. Пикардом. В практику вошли лишь некоторые из этих устройств, известных под названием «солнечно-планетарной передачи» и «параллелограмма Уатта». Дж. Уаттом были также изобретены центробежный регулятор и коробчатый парораспределитель. Центробежные регуляторы с успехом применяются и сегодня в различных машинах и механизмах, например, в регуляторах оборотов коленчатых валов поршневых ДВС, в насосах-регуляторах танковых, автомобильных и авиационных газотурбинных двигателях ГТД-1000ТФ (танк Т-80), ГТД-1250 (танк Т-80У), АГТ-1500 (танк М-1), ГТА-18А (вспомогательный энергоагрегат танка Т-80У), 9И56 (вспомогательный энергоагрегат ГМ-569), вертолетных ГТД ТВ2-117 (МИ-8).

Для глубокого понимания принципа работы паровой машины целесообразно отдельно рассмотреть работу некоторых устройств, изобретенных Дж. Уаттом для обеспечения ее работы. Центробежный регулятор (рис. 1.9) предназначен для поддержания постоянного числа оборотов выходного звена (вала) паровой машины.

При вращении выходного вала паровой машины 5 грузы 2 под действием центробежной силы стремятся увеличить радиус вращения и, тем самым, переместить подвижную втулку 4 вверх. Однако этому препятствуют силы тяжести грузов 2 и сила упругости пружины 7. При увеличении частоты вращения выходного вала паровой машины 5 центробежная си-

ла грузов также увеличивается, поэтому втулка 4 перемещается вверх, сжимая пружину 7 и поворачивая рычаг 6 влево (против хода часовой стрелки). При этом заслонка 1 опускается вниз и уменьшает расход пара в подводящем паропроводе. Частота вращения выходного вала паровой машины уменьшается, следовательно, уменьшается частота вращения грузов 2. Это приведет к уменьшению центробежной силы грузов. В этом случае сила сжатия пружины 7 будет превышать центробежную силу грузов 2, в результате чего она будет удлиняться, перемещая втулку 4 вниз. Рычаг 6 повернется вправо (по ходу часовой стрелки) и поднимет заслонку 1, расход пара увеличится. Частота вращения выходного вала паровой машины 5 начнет увеличиваться. Происходит обратный процесс — выравнивание скоростного режима работы машины.

С течением времени наступает момент, когда вертикальная составляющая центробежной силы грузов 2 в сумме с их силой тяжести становится равной силе упругости пружины 7. Частота вращения выходного вала паровой машины 5 восстанавливается прежней. В связи с тем, что втулка 3 закреплена неподвижно в осевом направлении, центробежный регулятор устанавливает один и тот же скоростной режим работы паровой машины 5. Такие регуляторы называются *однорежимными*.

В регуляторах оборотов коленчатых валов поршневых ДВС втулка 3 связана с рычагом (педалью), который поворачивает водитель. Поворачивая этот рычаг, водитель изменяет степень растяжения (или сжатия, как в рассматриваемом случае) пружины 7. Чем больше сжата пружина 7, тем большую центробежную силу грузов 2 она уравнивает. Следовательно, регулятор будет поддерживать большие обороты коленчатого вала. Таким образом, изменяя степень растяжения пружины, можно устанавливать различные обороты коленчатого вала двигателя. Такой регулятор называется *всерезжимным*. Обычно в центробежном регуляторе устанавливаются две пружины. Благодаря специальному соединению одной из пружин с рычагом, на начальном этапе поворота рычага растягивается только одна пружина, а в последующем — обе вместе. Жесткость пружин изменяется по линейному закону (закону Гука:  $F = -kx$ , где  $k$  — коэффициент жест-

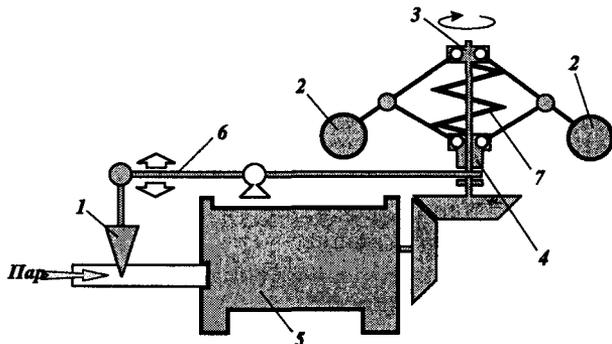


Рис. 1.9. Конструктивная схема центробежного регулятора паровой машины Дж. Уатта

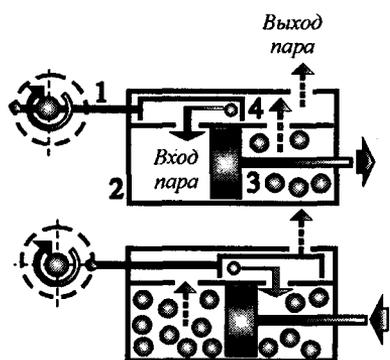


Рис. 1.10. Схема работы коробчатого золотника паровой машины двойного действия

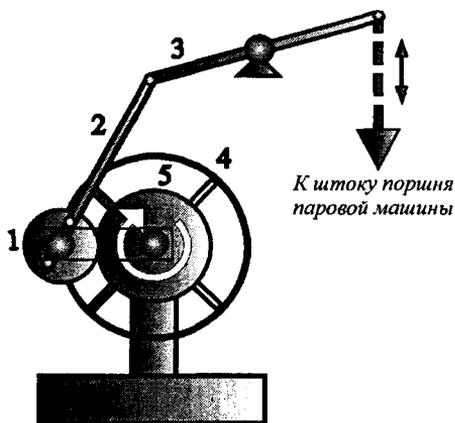


Рис. 1.11. Солнечно-планетарная передача Дж. Уатта

кости пружины;  $x$  — деформация пружины; знак — указывает, что сила  $F$  направлена в противоположную от деформации сторону).

Жесткость двух пружин больше жесткости одной отдельной пружины. Применение двух пружин позволяет приблизить их характеристику к характеру изменения центробежной силы, которая изменяется по квадратичному закону:  $P = m\omega^2 r$ .

На рис. 1.10 показана схема работы коробчатого золотника парового двигателя Дж. Уатта. При вращении кривошипа движение передается через шатун 1 коробчатому золотнику 4. Золотник 4 совершает возвратно-поступательное движение. При нахождении золотника 4 в левом положении пар подводится в левую полость цилиндра 2. Под действием давления пара поршень 3 перемещается вправо. При нахождении золотника 4 в правом положении пар подводится в правую полость цилиндра 2. Под действием давления пара поршень 3 перемещается влево. Движения поршня 3 и коробчатого золотника 4 взаимно согласованы с помощью специального кривошипного механизма.

Для того чтобы паровой двигатель Дж. Уатта стал универсальным, необходимо было преобразовать возвратно-поступательное движение поршня двигателя во вращательное движение выходного вала. Это можно было сделать с помощью изобретенной им солнечно-планетарной передачи (рис. 1.11), так как кривошипный механизм тогда был защищен патентом.

При работе двигателя балансир 3 совершает колебательное движение, которое через шатун 2 передается жестко соединенной с ним шестерне 1. Шестерня 1 может вращаться вокруг собственной оси и перемещаться в пространстве вокруг солнечной шестерни 5, заставляя ее вращаться с удвоенной угловой скоростью. Солнечная шестерня 5 жестко связана с маховиком 4. Давая двойную скорость маховику 4, этот механизм позволяет уменьшить в четыре раза его массу при прочих равных условиях.

Это обстоятельство использовали и некоторые его последователи, предпочитавшие заклинивать маховик не на коренном валу паровой машины,

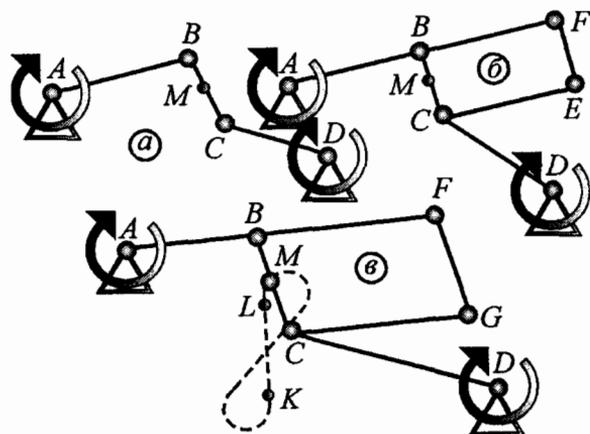


Рис. 1.12. Схема параллелограммного привода паровой машины Дж. Уатта

а на валу зубчатого колеса, сцепленного с коренным валом, в результате чего значительно повышалась равномерность работы станков, приводимых в действие паровой машиной.

Следует отметить, что первые паровые машины были тихоходными. Кинетическая энергия маховика пропорциональна его диаметру, массе и частоте вращения в квадрате. Поэтому для машины Т. Ньюкомена, у которой поршень совершал 12 ходов в минуту, был необходим либо маховик диаметром 2 м и массой 980 000 кг, либо маховик диаметром 10 м и массой 39 000 кг. Естественно, такие цифры охладят пыл любого изобретателя.

В паровой машине двойного действия для передачи работы при движении поршня вверх требовалось жесткое соединение поршневого штока (рис. 1.10) с балансиром (рис. 1.11). Первоначально Дж. Уатт применил для этой передачи соединение зубчатой полосы, прикрепленной к штоку поршня, с зубчатым сектором, укрепленным на конце балансира, но это соединение оказалось неудовлетворительным, так как вследствие зазоров между зубцами в каждом конце хода при перемене направления движения поршня возникали сильные удары. Сотрясения машины были настолько сильными, что ее не удавалось эксплуатировать нормальным образом; потребовались другие средства соединения.

Венцом всей творческой деятельности Дж. Уатта по созданию универсальной паровой машины явился патент № 1432 от 24 августа 1784 г. В нем были описаны не только такие важные усовершенствования устройства паровой машины, как, так называемый «параллелограмм Уатта» (это название ему было дано позднее), обеспечивающий удачное соединение штока поршня с балансиром, но и прямо указана возможность использования машины на транспорте.

На рис. 1.12, а показан сокращенный параллелограммный механизм Уатта.

В точках А и В механизм закреплен, стержни АВ и CD могут вращаться вокруг них соответственно. При этом стержень BC также меняет свое положение, вращаясь вокруг точек В и С. Стержень АВ называют

коромыслом (балансиром), стержень  $CD$  — отводным радиусом (контрбалансиром), стержень  $BC$  — шатуном. Зафиксированная точка  $M$  шатуна  $BC$  при движении механизма описывает некоторую линию (рис. 1.12, в) при предельном отклонении коромысла  $AB$  от исходного положения в ту или другую сторону. Эта линия напоминает цифру 8, на ней имеется дуга  $KL$ , незначительно отклоняющаяся от отрезка прямой. Именно указанная дуга  $KL$  и использовалась на практике: к середине шатуна (точка  $M$ ) крепился шток поршня паровой машины, благодаря чему поддерживалось его прямолинейное движение.

Дж. Уатт тщательно исследовал свойства сокращенного параллелограмма и убедился, что он полностью отвечает его надеждам. Этот параллелограмм (трехзвенник) действительно применялся в его первых двух машинах, но с практической точки зрения имел существенный недостаток — расстояние между осями вращения коромысла и отводного радиуса было довольно значительным, что вело к увеличению размеров машинного отделения.

В течение нескольких месяцев Дж. Уатт добавил пантографическое расширение к трехзвеннику, получив то, что теперь называют полным параллелограммом Уатта (рис. 1.12, б). Как можно заметить, улучшение состоит в том, что поршень прикрепляется не в точке  $M$  трехзвенника  $ABCD$ , а в точке  $G$  пантографического расширения  $BFGC$ ; в этом случае размеры механизма полностью согласуются с размерами обычного машинного отделения. На рис. 1.12, в изображена полностью замкнутая кривая, которая будет описываться, если движение трехзвенника не ограничивать. В машине может использоваться только та дуга  $KL$  кривой линии, которая незначительно отклоняется от прямой линии.

Это открытие свидетельствует о необыкновенной геометрической интуиции Дж. Уатта, которому удалось найти свойство траектории точки  $M$  без всякого аналитического расчета. Дж. Уатт построил свой механизм эмпирически, не разработав его теории, но она очень скоро привлекла внимание ученых — специалистов в области практической механики.

Работу машины Дж. Уатта рассмотрим на примере современной паровой машины (рис. 1.13).

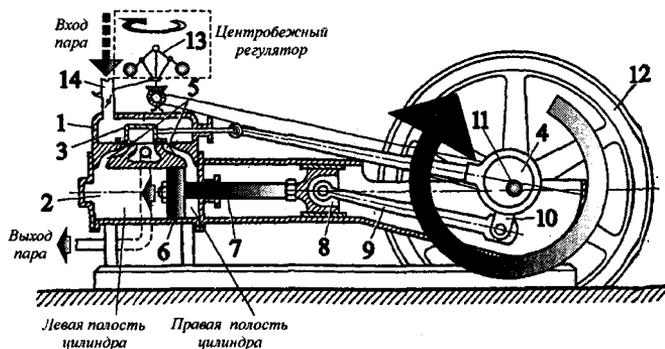


Рис. 1.13. Схема паровой машины с цилиндром двойного действия

Пар из котла поступает в так называемую золотниковую коробку 1, отлитую вместе с цилиндром 2. В ней находится золотник 3, похожий на опрокинутую коробку (поэтому он называется коробчатым). Золотник 3 приводится в движение от вала машины с помощью эксцентрика 4. Он попеременно открывает окна 5, соединяющие золотниковую коробку с правой и левой полостями цилиндра. Пар, поступив в одну из полостей цилиндра (на рис. 1.13 — в правую полость), давит на поршень 6 и заставляет его двигаться (в рассматриваемом случае вправо). В это время отработавший в другой (левой) полости пар выходит в полое пространство цилиндра под золотником, а оттуда в конденсатор (у мощных стационарных машин) или в атмосферу (у менее мощных, например, паровозов). Когда поршень дойдет до правого крайнего положения (правой «мертвой» точки), то золотник установится так, что пар будет поступать в правую полость цилиндра, поэтому поршень начнет двигаться в обратную (левую) сторону. Отработавший в этой полости цилиндра пар будет выходить наружу.

Возвратно-поступательное движение поршня 6 передается через шток 7, ползун 8 и шатун 9 кривошипу 10 вала 11 и вращает последний. На валу установлен маховик<sup>1</sup> 12 для обеспечения плавности хода машины (равномерности вращения вала машины). Для поддержания постоянного числа оборотов вала служит центробежный регулятор 13, который при увеличении числа оборотов прикрывает заслонку 14 в подводящем пар трубопроводе, а при уменьшении их числа — приоткрывает ее.

В цилиндре паровой машины нельзя осуществить полностью весь цикл — от нагрева воды до конденсации пара. Поэтому его различные процессы протекают в разных частях паросиловой установки. Испарение воды происходит в паровом котле. Расширение получаемого пара, то есть преобразование его внутренней энергии в механическую энергию — в цилиндре машины, а конденсация пара — в конденсаторе. Нагревание полученного конденсата до температуры парообразования происходит снова в котле. Такой двигатель работал на избыточном давлении пара (рабочего тела), поэтому его нельзя назвать *пароатмосферным*.

Таким образом, только с изобретением второй машины Д. Уатта, так называемой паровой машины двойного действия, был найден первичный (универсальный) двигатель, который можно было применять в самых различных отраслях промышленности и на транспорте. Паровой двигатель стал мобильным.

Массовое применение этот двигатель получил в начале XX в. в паровозах и пароходах. Появление паровых машин стимулировало появление науки о маховиках, которые устанавливались для обеспечения равномерности работы этих машин.

Существуют два вида причин, нарушающих равномерность движения машин:

- внутренние (конструктивные);
- внешние (зависят от неравномерности подачи рабочего тела (пара) и от изменения рабочей нагрузки).

<sup>1</sup> Для этой же цели маховики применяются в современных ДВС с малым количеством цилиндров.

При неравномерной подаче рабочего тела или при изменении внешней нагрузки паровой машине приходится постоянно переходить из одного режима на другой, что может вызвать тяжелые последствия для нее. Для решения этой проблемы устанавливают различные регуляторы. Для этой цели паровая машина Дж. Уатта содержит центробежный регулятор (рис. 1.13).

В первом случае для регулирования хода машин применяют тяжелые колеса — маховики. Это обусловлено тем, что скорость движения поршня паровой машины постоянно изменяется. Действительно, поршень в цилиндре движется между крайними точками. В этих крайних точках (называемых мертвыми) скорость поршня равна нулю. После мертвой точки скорость поршня вначале возрастает, а затем — уменьшается. И такое движение поршня периодически повторяется. В результате этого выходной вал паровой машины вращается неравномерно. Такое неравномерное движение выходного вала машины вызывает в ней динамические (инерционные) нагрузки, которые могут привести к ее поломке. Поэтому маховики устанавливают на всех машинах, движение которых должно быть равномерным, а скорость — постоянной.

Впервые маховик в конструкции паровой машины применил в 1779 г. Мэтью Уозброу, инженер из Бристолья. Для преобразования поступательного движения поршня он использовал храповой механизм. На одной оси с храповым колесом находился маховик. Храповой механизм часто выходил из строя и поэтому в дальнейшем был заменен кривошипно-шатунным механизмом с маховиком. С тех пор маховик стал неотъемлемой частью паровой машины и успешно применяется в современных двигателях внутреннего сгорания.

Поршневая паровая машина (рис. 1.14) начала выступать в рассматриваемый период, как в роли двигателя, непосредственно приводящего в действие рабочие органы машины посредством механической передачи, так и в роли первичного двигателя, приводящего в действие электрогенератор (динамо-машину), энергия которого передавалась электродвигателю (рис. 1.15). В наиболее развитых странах это новое применение паровых машин становится решающим.

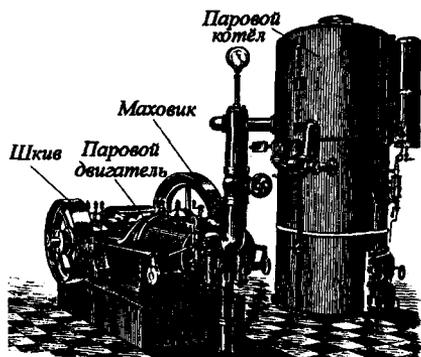


Рис. 1.14. Промышленная поршневая паровая машина



Рис. 1.15. Простейшая тепловая станция

### 1.3. ПРИМЕНЕНИЕ ПАРОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ. НАЧАЛО ПРОМЫШЛЕННОЙ РЕВОЛЮЦИИ

Среди мировых рекордов скорости автомобилей есть весьма примечательный. Этот рекорд был установлен в 1906 г. и до сих пор не побит. Он достигнут на автомобильных состязаниях во Флориде (США), где принимали участие около 50 моделей машин. Первое место занял автомобиль, развивший скорость 205 км/ч. Сейчас скорость некоторых гоночных машин соперничает со скоростью звука. Но почему именно этот рекорд не побит? Дело в том, что он принадлежит машине с . . . паровым двигателем.

Паровая машина (двигатель двойного действия) не только удовлетворила настоящую потребность в универсальном двигателе, но и дала возможность создать механический транспорт. Считается, что первый паровой автомобиль разработан в 1769 г. французским изобретателем Жозефом Кюньо. Масса его машины (это был грузовик) составляла почти 3000 кг, а двигатель развивал мощность всего 2 л. с. ( $\sim 1,4$  кВт), поэтому скорость машины в лучшем случае достигала 4 км/ч.

В своей конструкции Ж. Кюньо использовал принцип И. И. Ползунова — суммирование работы двух цилиндров простого действия. Он понимал, что его повозка не в состоянии будет возить большое количество воды, необходимое для конденсации пара. Поэтому Ж. Кюньо в двигателе применил избыточное давление с выбросом пара в атмосферу.

Спустя 30 лет началась активная работа над созданием самодвижущихся по земле, в воздухе и на воде транспортных средств, в том числе и рельсовых. Успех пришел не сразу. Практика стационарных паровых установок направила изобретателей первоначально по неправильному пути копирования известной техники. В качестве такого примера следует привести локомотив Бленкинсона, в котором было применено зубчатое зацепление с рельсами. Для этого рельсы выполнялись в виде «развернутого» зубчатого колеса или зубчатой рейки.

Первый локомотив, который можно было приспособить для транспортировки угля, построил в 1814 г. Джордж Стефенсон. Мощность машины была невысокой, а поэтому потребовались годы для создания универсального транспортного варианта. Первые локомотивы были маломощными, не могли развивать больших скоростей, но были пригодны, чтобы водить товарные составы. Пассажиrow по-прежнему перевозили конные упряжки. Но Дж. Стефенсону удалось создать новый паровоз, который и обеспечил нужную скорость движения. В сентябре 1810 г. была открыта первая в мире сорокакилометровая пассажирская линия Ливерпуль — Манчестер (за одно десятилетие в Англии было построено уже около трех тысяч километров железных дорог).

Через два года были построены две железные дороги во Франции: Париж — Версаль и Париж — Сен-Жермен. Еще через три года появились они и в Германии. Не прошло и полувека, как вся Европа покрылась густой сетью железных дорог.

В России первый паровоз построили уральские механики отец и сын Ефим Алексеевич и Мирон Ефимович Черепановы в 1833–1834 годах. В

августе 1834 г. Черепановы пустили свой паровоз в ход на новой чугунной дороге протяжением в один километр.

На планах того времени эта первая русская железная дорога называлась «Тагильская железная дорога». Она была проложена между Выйским медеплавильным заводом Демидовых и незадолго до того открытым месторождением медных руд, находящимся у подошвы горы Высокой.

Ниже-Тагильскую железнодорожную линию следует считать первой железной дорогой в России. Сооружена она была русскими мастерами из русских материалов. Подвижный состав также был построен из русских материалов, руками русских рабочих, по чертежам русского конструктора. Дорога перевозила не только грузы, но и пассажиров. Действующая модель паровоза Черепановых экспонируется в музее железнодорожного транспорта в Санкт-Петербурге. В Нижне-Тагильском историческом музее имеется его копия.

В 1851 г. завершилось сооружение железной дороги Петербург — Москва протяженностью около 650 км.

Железнодорожное строительство сыграло важную роль и в развитии машиностроения. Возможность получения больших заказов на локомотивы, подвижной состав и различное машинное оборудование стимулировало развитие старых и постройку новых машиностроительных заводов.

Одновременно происходило становление механизированного водного транспорта. Задачу создания судна с паровой машиной успешно решил американский инженер Роберт Фултон (1765–1815 гг.). Его принято считать изобретателем первого парохода. Свое судно «Катарина Клермонт» он снабдил паровой машиной Уатта с цилиндром двойного действия. Судно имело 42,6 м длины при 14,6 м ширины, диаметр колес (движителей) равнялся 4,6 м, водоизмещение — 79 т. Гребные колеса вращались с частотой 20 оборотов в минуту. Топливом служили сосновые бревна. Успех Фултона послужил сигналом к развитию паростроения. Сам он построил еще 15 пароходов, в том числе первое паровое военное судно «Демологос». Вместе с цилиндром двойного действия Р. Фултон позаимствовал и балансир, который, в общем-то, был лишним и являлся большой помехой на судне. Реальную схему двигателя для парохода разработал в 1801 г. В. Саймингтон: он расположил цилиндр горизонтально, балансир убрал, а шток разгрузил от действия боковых сил с помощью ролика, катящегося по направляющей. Однако, при изменении направления вращения гребного колеса ролик переставал работать, так как силы, изгибающие шток, оказывались направленными в другую сторону. В результате проект не был реализован. Сейчас каждый подскажет, что надо было всего-навсего поставить направляющую и с другой стороны ролика.

Первый пароход в России построил в 1815 г. петербургский заводчик Берд. Он установил на нем балансирный двигатель Дж. Уатта. Для военного флота в 1829 г. было построено 12 небольших пароходов.

К концу первой четверти XIX в. пароходы появляются на реках России. В 1817 г. сначала на Каме были спущены на воду два небольших паровых судна, а вскоре пароходы начали плавать и по Волге. Через шесть лет пошел первый пароход по Днепру, а еще через четыре года первое паровое судно было приписано к торговому порту Одессы.

Паровая машина в России получила и иное применение: для очистки Кронштадтского порта Августин Бетанкур запроектировал землечерпалку-экскаватор непрерывного действия. Машину построили на Ижорском заводе.

Уже с начала XIX в. паровые машины появляются во всех отраслях хозяйственной деятельности. В 1843 г. Джеймс Несмит создал паровой молот. Паровые машины стали применять для привода сельскохозяйственных машин, металло- и деревообрабатывающих станков, транспортеров, ткацких станков, полиграфических машин.

Талантливый изобретатель, крестьянин из Саратовской губернии Федор Абрамович Блинов в 1879 г. получил привилегию (патент) на «особое устройство вагона с бесконечными рельсами для перевозки грузов по шоссейным и проселочным дорогам». Это был первый в мире трактор. Он имел вид рамы длиной 5 м, на которой находились две паровые машины мощностью по 8,8 кВт. Вращение ведущих колес, соединенных с гусеницами, производится машиной через шестеренчатую передачу. Перед паровым котлом были размещены будка (кабина) и баки для воды и топлива. В тракторе Ф. А. Блинова нашли отражение неустанные поиски, упорный труд нескольких поколений талантливых людей, которые занимались созданием вездеходов-тягачей.

Имело место множество попыток установить паровой двигатель на самолет (зачастую заканчивавшихся трагически). Первая действующая модель аэроплана (с размахом крыльев 3 м, общей площадью 1,3 м<sup>2</sup>) была построена англичанином Стрингфеллоу в 1848 г. Компактный паровой двигатель имел один цилиндр диаметром 19 мм при ходе поршня 50,8 мм. Модель имела два пропеллера диаметром 0,4 м. Масса модели составила 4,1 кг, включая топливо и воду. Впоследствии создавалось множество неосуществленных проектов летательных аппаратов, снабженных паровыми двигателями. Первым самолетом, оторвавшимся от земли, был самолет И. И. Можайского. Этот самолет имел два паровых двигателя мощностью около 10 и 20 л. с. Продолжительный полет на «паровом самолете» совершил в 1933 г. Вильяме Беслер. Американцы братья Беслер поставили паровой двигатель — двухцилиндровую паровую машину двойного действия на старый биплан Тревел-Эр. Двигатель, развивавший мощность около 70 кВт, работал при температуре пара 400° С и давлении 7,5 МПа, его масса составляла 80 кг. Масса парового котла была 220 кг. Топливом служил газойль. Специальный вентилятор нагнетал воздух в горелку, куда подводилось и топливо. Горючая смесь подавалась в топку котла, где она зажигалась от запальной свечи. Вентилятор вначале приводился в движение электродвигателем, питаемым от аккумулятора, а затем, после пуска двигателя, — ременной передачей. Система приходила в рабочее состояние в течение 3...5 мин после включения зажигания. Паровые машины стали применять и в дирижаблестроении. Ставили паровой котел и на велосипед. Велосипед «Хенлон» американца С. Роупера представлял собой двухколесную машину на деревянной раме. Паровой котел отапливался углем. Двухцилиндровый паровой двигатель позволял развивать скорость до 60 км/ч. Эта машина была создана в 1869 г. В этом же году французский изобретатель Л. Перро построил очень компактный паровой двигатель для велосипеда. В нем в качестве топлива использовался спирт. Фирма

«Норторп» в 80-е годы изготовила около 200 двухколесных и трехколесных самоходов с паровыми двигателями.

Необычную идею реализовал итальянский изобретатель Э. Бернарди. Он в 1893 г. построил коляску «мотоциклетный поезд». Считая, что паровая установка для велосипеда тяжеловата, он установил ее на отдельной коляске. При движении вперед коляска толкала велосипед.

Промышленный переворот, который начался в Англии, продолжался и в других странах. Развитие машин с середины XIX в. века идет все время убыстряющимися темпами. Машины улучшаются, появляются новые типы. Механизация проникает во все новые и новые области хозяйства. Машиностроительное производство занимает в нем все более важное место. Вследствие повышения спроса на отдельные модели машин заводы от индивидуального изготовления переходят к их серийному выпуску, а затем и к массовому производству. В течение почти всего XIX в. паровая машина была основным универсальным промышленным и транспортным двигателем. Перспективы паровой машины, казалось, были безоблачны.

## 1.4. ОТ ПОРШНЕВОЙ ПАРОВОЙ МАШИНЫ К ПАРОВОЙ ТУРБИНЕ

Поршневая паровая машина — предок всех современных двигателей. В течение многих лет, несмотря на большую массу и невысокий КПД, она являлась единственным устройством для преобразования теплоты в работу. Создание поршневых паровых машин привело к возникновению новой производственной базы, а опыт и знания, накопленные в процессе их разработки и эксплуатации, позволили впоследствии получить более совершенные двигатели. Именно в процессе разработки паровых машин были познаны и изучены основные законы преобразования тепла в работу и многие другие законы природы.

Постепенно к середине XIX в. обозначились три основных направления поиска более совершенных двигателей:

- первое направление заключалось в том, что изобретатели пошли путем разработки способа, осуществляющего непосредственное преобразование энергии топлива в механическую энергию вращающегося кривошипа, минуя промежуточное превращение воды в пар, поскольку оно приводило к большим потерям энергии. Это привело к созданию двигателей внутреннего сгорания (ДВС);
- второе направление заключалось в непосредственном получении вращательного движения с помощью древнейшего принципа работы машины, заложенного в водяном колесе. Здесь поиск велся в направлении от водяной турбины к паровой, а в XX в. — к газовой турбине;
- третье направление заключалось в освоении нового вида энергии — электрической и использовании ее для получения механической работы.

Третье направление тесно связано с первым и вторым. В стационарных условиях для привода генератора электрического тока в большинстве слу-

чаев используются тепловые двигатели (за исключением гидрогенераторов, ветрогенераторов, солнечных батарей).

Только в середине XX в. наметилось и четвертое направление поиска, заключающееся в использовании ядерной энергии. Непосредственное использование атомной энергии для привода машин пока не реализовано<sup>1</sup>.

Следует отметить, что в XIX в. наука о машинах развивалась в основном как описательная. Машины, как и раньше, строили по подобию и образцам. Рассчитывались лишь некоторые параметры — размеры зубчатых колес, маховика, передаточные отношения, коэффициенты полезного действия, мощность двигателя. Но, конечно, одним копированием существующих, кем-то ранее созданных машин, дело не ограничивалось. Каждый изобретатель непременно вносил что-то свое, новое, что вело к развитию машинных форм, к большому разнообразию механизмов, а в целом — к становлению технологического машиностроения в последней четверти прошлого века. Однако в XIX в. особую значимость приобрело учение о тепле после изобретения паровой машины (особенно после создания паровоза). В результате быстрого железнодорожного строительства и развития сети железных дорог, стремления морских государств создать мощный флот для ведения боевых действий в различных регионах мира вопросы теории тепла стали весьма животрепещущими. Ведь в топках локомотивов и пароходов сжигали уголь, и от того, какую теплоотдачу можно было получить от пара и от лучшей конструкции парового котла, зависела экономия топлива, а значит, и расходы на его приобретение. Число локомотивов, пароходов, боевых кораблей быстро росло, но кроме них мощные паровые установки были и на промышленных предприятиях. Все это повысило интерес к изучению всех явлений, связанных с получением пара и с его работой в паровых машинах, а также с вопросами его экономии. Так становилась новая наука о взаимном превращении теплоты и работы<sup>2</sup>, названная *термодинамикой*. Технический прогресс обусловил глобальную проблему разработки учения о преобразовании теплоты в работу и работы в теплоту.

Поршневые паровые машины обладали большой массой и габаритами. При работе они создавали значительные вибрации, что приводило к разрушению фундаментов, на которых они устанавливались. Причиной этому были инерционные нагрузки, возникающие при возвратно-поступательном движении поршней. Эти нагрузки не позволяли увеличивать частоту вращения выходного вала свыше  $1000 \text{ мин}^{-1}$  (в редких случаях  $1500 \text{ мин}^{-1}$ ) и вынуждали чрезвычайно укреплять (а значит — утяжелять) фундамент машины. Принципы уравнивания поршневых паровых машин в то время еще не были разработаны. Серьезные проблемы возникали при использовании в паровых машинах высокотемпературного пара. Попытки увеличить КПД паровых машин путем снижения наименьшей температуры цикла приводили к непомерному увеличению размеров цилиндров низкого давления. Это обусловлено уменьшением давления и плотности пара в конце процесса расширения. Таким образом, конструкция и принцип действия

<sup>1</sup> Ядерные энергетические установки используются на судах флота и атомных подводных лодках.

<sup>2</sup> Наука о взаимном преобразовании энергии из тепловой формы в механическую форму и обратно.

паровой машины налагали жесткие ограничения, как на максимальную, так и на минимальную температуру цикла, а, следовательно, и на КПД. Промышленность требовала увеличения производительности паровых машин. Для решения этой проблемы требовались паровые двигатели большой мощности. Это можно было сделать несколькими способами:

- увеличением давления пара, подаваемого в расширительную машину, что было весьма проблематично из-за недостаточной прочности паровых котлов. При больших давлениях паровой котел разрушался;
- увеличением количества цилиндров или их внутренних диаметров. Однако в этом случае значительно увеличивались габаритные размеры паровой машины;
- увеличением частоты действия паровой машины. Однако этот путь ведет к увеличению динамической нагруженности деталей машины за счет увеличения инерционных нагрузок. Чем больше частота действия машины, тем больше скорость и ускорение поршня.

В это же время бурно развивалась электроэнергетика. Для привода электрогенераторов требовались большие скорости вращения их якорей. Именно это обстоятельство и стало причиной того, что машиностроение сделало крен в сторону больших скоростей. Возвратно-поступательное движение поршня не позволяло сделать этого же из-за увеличения сил инерции. Казалось, для паровой машины наступил тупик. Однако нет. Инженеры и изобретатели искали новые принципы работы паровых двигателей. Они пошли по пути создания парового двигателя с непрерывным процессом преобразования тепловой энергии пара в механическую работу. Их поиски закончились положительным результатом. На сцене появляется новый паровой двигатель — мощная высокоскоростная паровая *турбина*.

Паровая турбина была лишена недостатков, присущих паровому поршневому двигателю. Ее применение открывало широкие перспективы повышения экономичности путем увеличения наивысшей и снижения низшей температуры цикла.

Через проточную часть турбины можно пропустить пара гораздо больше, чем через цилиндр низкого давления паровой машины, что позволяет создавать очень мощные двигатели. Другим серьезным преимуществом турбины перед паровой машиной является более низкий удельный расход пара и, как следствие, большая экономичность. Объясняется это тем, что из-за непомерного возрастания размеров цилиндра низкого давления в паровой машине давление в конце процесса расширения не удается снизить ниже  $0.02 \dots 0.05$  МПа, в результате чего дальнейшее расширение пара происходит в конденсаторе (т. е. за пределами двигателя), что является прямой потерей мощности.

Серьезным преимуществом котлотурбинной установки является значительно меньшее замазсливание конденсата. В отличие от паровой поршневой машины турбина не нуждается в смазке деталей, соприкасающихся с паром. В паровой поршневой машине масло с отработавшим паром попадает в конденсатор, а из него в котлы, загрязняя внутреннюю поверхность водогрейных трубок, что может привести к их пережогу. Кроме того, турбина была значительно проще и дешевле в эксплуатации. Поэтому в

области больших мощностей поршневая паровая машина была вытеснена паровой турбиной.

Сугубо условно паровую турбину можно сравнить с ветряной мельницей. Ветряное колесо (ветряк) известно очень давно: человек применил его как источник механической энергии еще 5500 лет назад. Вероятно, что идея применения паровой турбины исходит от ветряного колеса. Масштабы использования ветряного колеса не соответствуют уровню энергетического запаса воздушного океана. Ветер является перспективным источником энергии. Во многих странах ветер способен в десятки и сотни раз перекрыть их энергетические потребности. В наше время, когда запасы полезных ископаемых скрупулезно подсчитываются, взгляды энергетиков все чаще и пристальнее останавливаются на источниках энергии, которые должны заменить природное топливо. Но сила ветра — явление неустойчивое, зависящее от капризов природы. Для вращения турбины нужен искусственный ветер, и гораздо более мощный, чем вращающий крылья мельницы. В качестве такового мог использоваться водяной пар, струя которого даже при относительно небольшом давлении имеет чрезвычайно большую скорость. Например, при давлении 0.5 МПа пар вытекает из сосуда, в который он заключен, со скоростью свыше 450 м/с, в то время как скорость даже ураганного ветра не превышает 40 м/с.

Идея паровой турбины уходит своими корнями к Герону Александрийскому (эолипил Герона), жившему в I веке до новой эры. Бесчисленное количество изобретателей пытались осуществить эту идею в течение почти двух тысячелетий.

Работоспособную конструкцию паровой турбины предложил итальянец Джованни Бранка в своей книге «Le machine», вышедшей в 1629 г. в Риме. В книге приводится схема парового колеса, показанная на рис. 1.16. По-видимому, это было первое изображение активной паровой турбины.

Пар из котла через трубку подавался в виде струи на лопатки рабочего колеса турбины. Вода в котел периодически заливалась через закрываемое пробкой отверстие, расположенное в верхней части. От вертикального вала рабочего колеса турбины через двухступенчатый редуктор (передачу) приводился во вращение барабан, который перемещал пестики ступок так называемой «толчей».

Д. Бранка понимал, что частота вращения турбины должна быть во много раз больше, чем у барабана, и использовал в своем редукторе зубчатые колеса, которые издавна применялись в ветряных и водяных мельницах.

Что касается реактивной паровой турбины, то ее запатентовал в 1784 г. Дж. Уатт вместе со своим знаменитым поршневым двигателем. Он видел недостатки машин с вращательно-поступательным движением рабочих органов и неоднократно возвращался к идее создания машины с кольцевым цилиндром и вращающимся поршнем или ротором.

Дж. Уатт в патенте писал: *«Мое первое новое усовершенствование паровой или огненной машины состоит в таком устройстве парового сосуда, что он может вращаться вокруг стержня или оси в горизонтальном или вертикальном положении за счет использования упругости пара для давления на поверхность какой-либо вязкой среды или жидкости,*

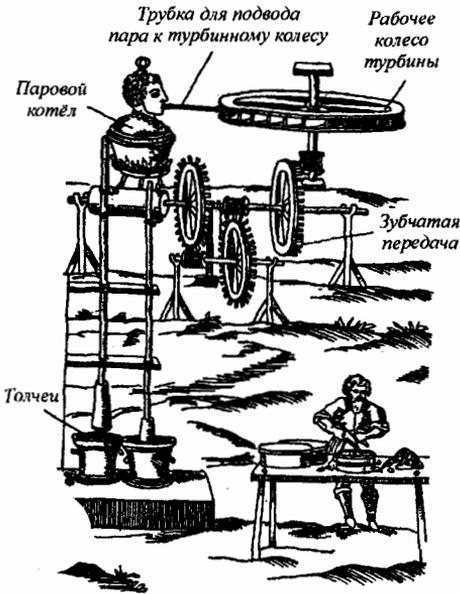


Рис. 1.16. Паровое колесо Джованни Бранка

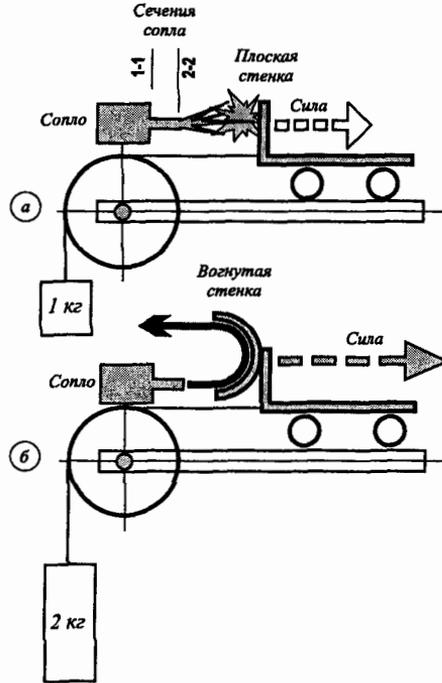


Рис. 1.17. Эффект взаимодействия струи пара с различными стенками

содержащейся в сосуде, и побуждать ее проходить через отверстия или щели, сделанные по окружности наружной части парового сосуда таким образом, что жидкость будет выходить в направлении, касательном к окружности той части парового сосуда, где расположены отверстия, или, по крайней мере, по линии, близкой к касательной; и эта жидкость, действуя на жидкость, в которую погружен паровой сосуд, заставит машину вращаться». Анализ показал, что такая машина неработоспособна.

Турбина — двигатель высоких скоростей истечения пара и частоты вращения. Если бы мы пожелали получить хотя бы удовлетворительный КПД турбины Уатта, то должны были заставить вращаться ротор с частотой в десятки и сотни тысяч оборотов в минуту. При этом турбина разрушилась бы на мелкие кусочки. Если ее притормаживать, то КПД 0.3% в машине Т. Ньюкомена — это невообразимо много по сравнению с тем, что мы получим. Дж. Уатт явно поторопился с изобретением, да и переход к турбинам был преждевременным: на уровне технологии, соответствующей тому времени, невозможно было ни разработать, ни выполнить работоспособную конструкцию.

В отличие от поршневой паровой машины, совершающей работу за счет потенциальной энергии пара (его упругости), в турбине используется кинетическая энергия струи пара, превращаемая в механическую работу вращения, а поэтому двигатели такого типа получили название *ротативных* двигателей.

Принцип работы паровой турбины заключается в следующем. Пар под давлением подводится к соплу (рис. 1.17, а), в котором расширяется, в результате чего его давление уменьшается, а скорость истечения увеличивается. На первый взгляд процесс расширения пара в сопле незаметен. В действительности давление пара в подводящем трубопроводе больше атмосферного. На срезе сопла давление пара равно давлению окружающей среды (пар выходит в окружающую среду), то есть меньше, чем в подводящем канале. Чем меньше давление пара, тем больший объем в окружающей среде он занимает. Следовательно, в сопле пар расширяется по ходу к выходу.

В то время это явление уже наблюдалось в реальных условиях, а поэтому не нужно было проводить никаких исследований и создавать теории. Давление пара на входе в сопло (сечение 1-1) равно  $p_1$ , а на срезе сопла (сечение 2-2) оно уже равно атмосферному давлению  $p_0$ . При этом давление пара в сечении 2-2 меньше, чем в сечении 1-1 ( $p_0 < p_1$ ). По этой причине пар перемещается от сечения 1-1 к сечению 2-2. При этом следует заметить, что в единицу времени через сечения 1-1 и 2-2 проходит одинаковая масса пара ( $m = m_{1-1} = m_{2-2}$ ). Так как площадь сечения 2-2 меньше площади сечения 1-1, то скорость пара в сечении 2-2 должна быть больше скорости пара в сечении 1-1, что реально и наблюдается. Таким образом, в сопле кинетическая энергия потока пара увеличивается (так как увеличивается его скорость), а потенциальная энергия уменьшается (так как уменьшается его давление). Сжатый пар, подобно сжатой пружине, обладает запасом потенциальной энергии. Таким образом, из сопла выходит пар, обладающий запасом кинетической энергии. Струя пара из сопла (трубки) направляется на рабочие лопатки турбины (на рис. 1.17 они закреплены на условной подвижной тележке). При этом не следует представлять, что лопатки движутся вследствие удара струи пара (рис. 1.17, а). Наоборот, при конструировании турбины стремятся обеспечить безударный (плавный) вход пара на лопатки. Рабочая поверхность лопаток турбины не должна быть плоской, так как при ударе струи пара о плоскую поверхность часть кинетической энергии будет бесполезно израсходована на образование вихрей и разбрасывание частиц в стороны (рис. 1.17, а).

Для плавного изменения направление движения струи пара лопаткам придают вогнутую (дугобразную) форму (рис. 1.17, б). Движущиеся по дуге окружности частицы пара изменяют направление своего движения. Даже при неизменном численном значении скорости, изменяется направление ее вектора, поэтому такое движение называют неравномерным. Примером неравномерного движения является движение тела по окружности. Причиной изменения направления движения пара является дугобразный (криволинейный) профиль лопатки (рис. 1.17, б).

Как видим, за счет криволинейного движения струи газа сила, приложенная к лопатке, значительно увеличивается.

Рассмотрим, как ведут себя частицы пара при движении по криволинейному профилю лопатки. Для этого обратимся к рис. 1.18, на котором показано движение по окружности шарика, подвешенного на веревке. Хотя при таком движении величина скорости остается постоянной, направление

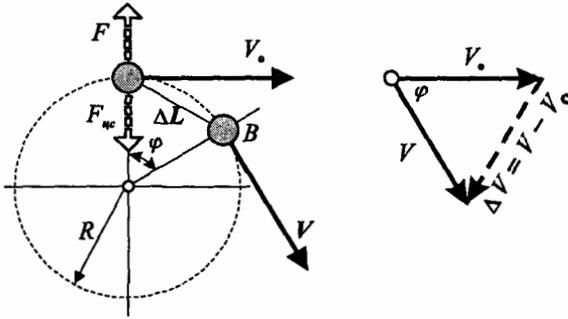


Рис. 1.18. Возникновение центростремительной силы при вращении тела

ее непрерывно изменяется. Ускорение определяется как быстрота изменения скорости, а поэтому изменение направления скорости дает вклад в ускорение точно так же, как изменение величины скорости. Таким образом, тело, совершающее равномерное вращательное движение, ускоряется. Ускорение тела определяется по формуле

$$a = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta V}{\Delta t} = \frac{dV}{dt}, \quad (1.1)$$

где  $\Delta V$  — изменение скорости за малый промежуток времени  $\Delta t$ .

За время  $\Delta t$  тело переместится из точки  $A$  (рис. 1.18) в точку  $B$ , пройдя небольшое расстояние  $\Delta L$ , которое стягивается малым углом  $\varphi$ . Изменение вектора скорости равно (рис. 1.18):

$$\Delta \vec{V} = \vec{V} - \vec{V}_0. \quad (1.2)$$

Если  $\Delta t$  очень мало, то и величины  $\Delta L$ ,  $\varphi$  также очень малы. В этом случае вектор  $\vec{V}$  будет почти параллелен вектору  $\vec{V}_0$ , а вектор  $\Delta \vec{V}$  — перпендикулярен им. Следовательно, вектор  $\Delta \vec{V}$  будет направлен к центру окружности. Так как ускорение  $\vec{a}$  по определению совпадает с направлением вектора  $\Delta \vec{V}$ , то оно также направлено к центру окружности. Векторы  $\vec{V}$ ,  $\vec{V}_0$  и  $\Delta \vec{V}$  образуют треугольник (рис. 1.18), который подобен треугольнику  $ABC$  (рис. 1.18). Это следует из того факта, что угол  $\varphi$  между векторами  $\vec{V}$  и  $\vec{V}_0$  (рис. 1.18) равен углу  $\varphi$  между отрезками прямых  $BC$  и  $AC$  (рис. 1.18). Так как отрезок  $BC$  перпендикулярен вектору  $\vec{V}$ , а отрезок  $AC$  перпендикулярен вектору  $\vec{V}_0$ , то можно записать:

$$\frac{\Delta V}{V} \approx \frac{\Delta L}{r}$$

или

$$\Delta V \approx \frac{V \Delta L}{r}. \quad (1.3)$$

Если  $\Delta t \rightarrow 0$ , то равенство (1.3) выполняется точно, так как длина дуги  $\Delta L$  становится равной длине хорды  $AB$ .

Для определения центростремительного ускорения тела подставим выражение (1.3) в зависимость (1.1):

$$a_{цс} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{V \Delta L}{r \Delta t}. \quad (1.4)$$

Но, так как предел  $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} (\Delta L / \Delta t) = V$  представляет собой скорость тела  $V$ , то выражение (1.4) можно записать следующим образом:

$$a_{\text{цс}} = \frac{V^2}{r}. \quad (1.5)$$

Таким образом, тело, движущееся по окружности радиусом  $r$  с постоянной скоростью  $V$ , обладает центростремительным ускорением  $a_{\text{цс}}$ , направленным к центру окружности. Из выражения (1.5) следует, что:

- чем больше скорость тела, тем быстрее оно изменяет направление своего движения, а поэтому большим будет величина центростремительного ускорения  $a_{\text{цс}}$ ;
- чем больше радиус окружности, тем медленнее тело изменяет направление своего движения, а поэтому меньшим будет величина центростремительного ускорения  $a_{\text{цс}}$ .

Так как тело движется ускоренно, то, в соответствии со вторым законом динамики Ньютона, на него действует сила, равная  $F = m \cdot a$ .

В рассматриваемом случае на тело, движущееся по окружности, действует центростремительная сила, равная

$$F_{\text{цс}} = m \frac{V^2}{r}. \quad (1.6)$$

Так как при движении тела по окружности центростремительное ускорение  $a_{\text{цс}}$  всегда направлено к центру окружности, то и сила  $F_{\text{цс}}$  (рис. 1.18) также направлена к центру окружности. Именно поэтому ее называют *центростремительной*. Такое название не означает появления какой-то новой разновидности силы.

Рассмотрим шарик (рис. 1.18), вращающийся по окружности. Существует неверное представление о том, что тело, движущееся по окружности, испытывает действие центробежной силы, направленной наружу. Считают, что она стремится удалить шарик от центра окружности, но в действительности все происходит иначе. Для удержания шарика на окружности его необходимо с помощью нити тянуть внутрь. Таким образом, через нить к шарика прикладывается центростремительная сила  $F_{\text{цс}}$ , определяемая по формуле (1.4). Сам шарик к себе приложить силу не может. Такая сила к нему может быть приложена только другим телом. Следовательно, шарик должен взаимодействовать с другим телом. Если другое тело прикладывает к шарика силу, то и он прикладывает к этому телу такую же силу, что следует из третьего закона Ньютона. Так как к шарика через нить прикладывает центростремительная сила, то и со стороны шарика к руке через нить прикладывает равная и противоположно направленная сила  $F$ . В природе нет центробежных сил. Такое, не совсем удачное, название эти силы получили в связи с тем, что:

- они всегда возникают в результате действия центростремительных сил;
- всегда направлены в сторону, противоположную направлению действия центростремительной силы (от центра окружности).

Если бы на шарик действовала центробежная сила, то при разрыве нити он должен лететь по радиусу от центра окружности. Но в действительности

в момент разрыва нити шарик летит по касательной к траектории движения (окружности). Это происходит потому, что в момент разрыва нити исчезает направленная внутрь центробежная сила  $F_{цс}$ . В момент исчезновения силы  $F_{цс}$  исчезает также сила  $F$ , направленная наружу окружности.

Рассмотрим движение пара по криволинейному профилю лопатки (рис. 1.19). Чтобы сохранить стройность наших рассуждений, определимся, что объектом нашего изучения будут являться пар и лопатка. Частицы пара, движущиеся вдоль профиля лопатки, изменяют направление своего перемещения. Следовательно, вектор скорости частиц пара в разных местах лопатки имеет разное направление.

Как известно, такое движение является *неравномерным*. Частицы пара стремятся двигаться по направлению вектора скорости  $\vec{V}$ . Чтобы изменить направление движения частицы пара, к ней необходимо приложить внешнюю силу, направленную к центру кривизны траектории ее движения. Как известно, такую силу называют центробежной. Центробежная сила  $\vec{F}_{цс}$  прикладывается к частице пара со стороны лопатки. В ответ на действие центробежной силы  $\vec{F}_{цс}$  возникает сила  $\vec{F}$ , действующая со стороны частицы пара на лопатку. Таким образом, к поверхности лопатки в различных ее местах со стороны частиц пара будут приложены силы  $\vec{F}$ .

Выберем объектом нашего изучения движущиеся частицы пара. По отношению к частицам пара (объекту нашего изучения) центробежная сила  $\vec{F}_{цс}$  в этом случае будет внешней, так как она приложена к ним со стороны лопатки. На саму лопатку сила  $\vec{F}_{цс}$  не может действовать. Если в качестве объекта изучения выбрать лопатку, то по отношению к ней сила  $\vec{F}$  будет внешней. Сила  $\vec{F}$  приложена к лопатке со стороны частиц пара.

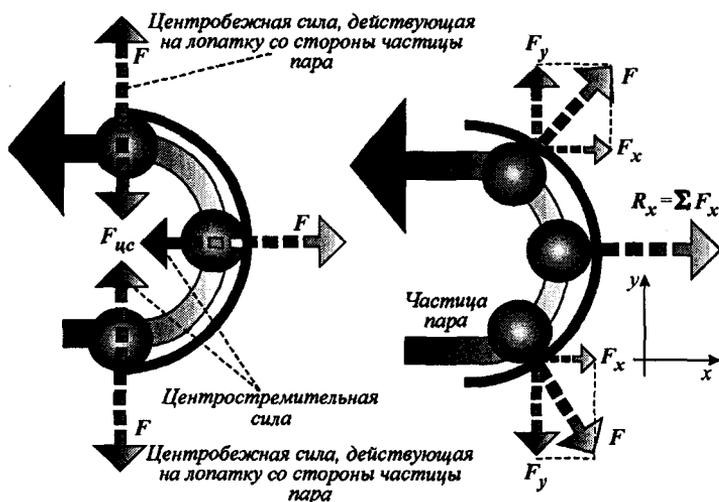


Рис. 1.19. Силовое взаимодействие частиц пара с лопаткой

Разложим силу  $\overline{F}$  на две составляющие:

- силу  $\overline{F}_x$ , направленную вдоль оси абсцисс;
- силу  $\overline{F}_y$ , направленную вдоль оси ординат.

Составляющие  $\overline{F}_x$  силы  $\overline{F}$  направлены в одну сторону, а поэтому они складываются. В результате сложения сил  $\overline{F}_x$  получится результирующая сила  $\overline{R}_x$ , которая приложена к лопатке в направлении ее возможного движения.

Составляющие  $\overline{F}_y$  силы  $\overline{F}$  направлены в противоположные стороны, а поэтому вычитаются. Их результирующая сила равна нулю.

Сила  $\overline{F}$ , действующая со стороны частицы на лопатку (рис. 1.19), численно равна силе  $\overline{F}_{цс}$ , действующей со стороны лопатки на эту же частицу, но противоположна ей по направлению:

$$F = -F_{цс} = -m \frac{V^2}{r}. \quad (1.7)$$

Из зависимости (1.7) видим, что чем больше скорость  $V$  движения частицы пара относительно криволинейного профиля лопатки, тем большая сила  $\overline{F}$  действует со стороны частицы на эту лопатку. Если просуммировать силы, действующие со стороны частиц пара на лопатку, то получим одну равнодействующую, которая приложена в центре профиля лопатки.

Если лопатка плоская (рис. 1.17, а), то частицы газа воздействуют на малую площадь и в течение очень короткого времени. Это обусловлено тем, что пар взаимодействует с лопаткой только в месте контакта струи. Только в месте контакта струи пара с плоской лопаткой происходит изменение направления его движения. В других местах пар не контактирует с поверхностью лопатки, а поэтому не взаимодействует с ней.

Если лопатка имеет криволинейный профиль (рис. 1.17, б), то пар непрерывно контактирует с ней по всей поверхности в процессе своего движения. При этом, чем больше скорость пара относительно лопатки и чем меньше радиус скругления ее профиля, тем большая сила действует со стороны пара на лопатку<sup>1</sup>. Этим объясняется тот факт, что струя пара, воздействующая на подвижную вогнутую лопатку (рис. 1.17, б) поднимает вдвое больший груз, чем та же струя пара, воздействующая на плоскую лопатку (рис. 1.17, а).

Шло время, в течение которого изобретатели все чаще обращались к идее двигателя с непосредственным получением вращательного движения. Уже тогда изобретатели понимали, что вращательное движение является универсальным видом, поскольку оно не ограничено пространственными рамками. Поступательное движение не может быть непрерывным, так как на него накладывает ограничения окружающая среда (пространство). Нельзя бесконечно долго двигаться в одном направлении. Поэтому поступательное движение в технических устройствах заменено возвратно-поступательным движением. Однако и такое движение является прерывистым и не допускает больших скоростей из-за значительных нагрузок на детали машин. Большие скорости движения можно реализовать только в машинах, построенных на основе вращательного типа. Вращательное

<sup>1</sup> См. выражение (1.7).

движение делает машину универсальной. Поэтому в машинах на основе возвратно-поступательного движения устанавливают механизмы, преобразующие этот вид движения во вращательный вид. Этим объясняется применение в современных поршневых двигателях коленчатых валов. Вращательное движение в необходимых случаях легко можно преобразовать в возвратно-поступательное движение выходного элемента машины.

Только в Англии в течение одного лишь 1859 г. было оформлено 210 патентов на двигатели вращательного (ротативного) типа. Однако реальные предпосылки к появлению паровой турбины, подкрепленные возможностями техники и научными достижениями, особенно в области изучения свойств водяного пара, появились лишь в конце XIX в. Способствовал этому почти столетний опыт развития паровой машины, но в то время еще многие процессы, протекающие в паровой поршневой машине и турбине, не были изучены. Впоследствии выяснилось, что рабочие процессы в турбине и паровой поршневой машине ничем не отличаются.

В технически приемлемом варианте первая паровая турбина появилась в конце XIX в. почти одновременно в Швеции и Англии. Талантливый шведский изобретатель и инженер Густав Лаваль (1845–1913 гг.), оставивший заметный след в истории техники, писал: *«Всецело проникнутый истиной, что скорость является небесным даром, я еще в 1876 году осмелился думать об успешном применении пара, направленного на колесо, для получения энергии. Это было смелое предприятие. В то время были известны лишь малые скорости . . . и в современных руководствах писали о паре: жаль, что плотность пара так мала, что не допускает мысли применения его на колесе для получения механической энергии. Мне, однако, это удалось. . .»*

Впервые идея беспоршневого двигателя — реактивной паровой машины, подобной эолипилу Герона (рис. 1.1), возникла у Лавалья при испытаниях пескоструйных аппаратов. Была у него мысль использовать такую турбину и для привода бурильного станка. Однако серьезно он взялся за ее разработку в связи с необходимостью создания скоростного привода для сепаратора. В 1883 г. Лаваль взял в Англии патент на «Турбину, работающую паром и водой». Это был его первый патент в этой области. Ротор такой турбины (рис. 1.20, а) представлял собой отлитую из бронзы S-образную трубку 1 с соплами 3 на концах. Втулка ротора установлена на полый вал 2, по которому к трубке 1 под давлением подается пар. Далее он поступает в камеру 4 (рис. 1.20, б). Так как давление пара в камере 4 превышает давление окружающей среды, то он будет вытекать через сопла 3. Пар, вытекая из сопел 3, создает пару реактивных сил, под действием которых возникает вращающий момент. Пар в камере 4 относительно ее стенок находится в неподвижном состоянии. Поступая к соплам 3, он ускоряется. Скорость пара на входе в сопло 3 относительно камеры 4 почти равна нулю ( $W_{вх} \approx 0$ ). На выходе из сопла 3 скорость пара относительно камеры 4 не равна нулю ( $W_{вых} \neq 0$ ). Так как пар движется в сопле 3 с некоторым ускорением  $\bar{a}$ , то на него со стороны камеры действует сила, равная

$$\bar{F} = m \cdot \bar{a},$$

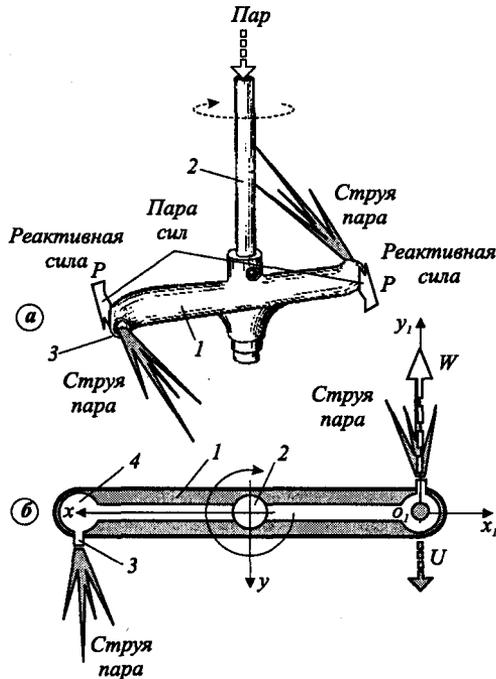


Рис. 1.20. Конструктивная схема реактивной турбины Лавале

где  $\bar{F}$  — сила давления, действующая на пар в сопле;  $m$  — масса пара, движущегося в сопле.

Пар в сопле 3 ускоряется за счет силы давления  $\bar{F}$ , приложенной к нему со стороны камеры 4. В соответствии с третьим законом Ньютона, со стороны пара на камеру 4 будет действовать в обратном направлении сила реакции  $\bar{P}$ , численно равная  $\bar{F}$ . Сила реакции  $\bar{P}$  создает вращающий момент

$$M_{вр} = P \cdot r = F \cdot r,$$

где  $M_{вр}$  — момент, создаваемый реактивной  $P$  силой на валу 2;  $r$  — расстояние от оси вращения вала 2 до сопла 3.

Под действием момента  $M_{вр}$  камера 4 с соплом 3 вращается с окружной скоростью  $\bar{U}$ .

Испытания показали, что турбина надежно работала при частотах вращения до  $42000 \text{ мин}^{-1}$  и при окружной скорости 200 м/с, однако имела низкий КПД. Попытки усовершенствовать турбину не принесли положительных результатов.

Лаваль имел обширные для того времени знания по физике, химии, математике, механике. Он окончил Королевский технический институт в Стокгольме (Швеция) и университет в г. Упсала, защитил докторскую диссертацию на тему «О хлористых и бромистых соединениях вольфрама».

Он сумел объяснить причину низкого КПД паровой реактивной турбины и найти решение проблемы.

В чем же причина низкой экономичности паровой турбины Лавала? В реактивной паровой турбине (рис. 1.20, *a*) происходит преобразование кинетической энергии пара в механическую работу на валу турбины. Очевидно, что мера преобразования кинетической энергии пара в механическую работу будет тем выше, чем меньшей кинетической энергией обладает пар, покидающий турбину. Эта остаточная энергия, пропорциональная квадрату абсолютной скорости пара, рассеивается в окружающей среде, то есть представляет собой потери (потери с выходной скоростью). Ясно, чем больше своей кинетической энергии пар отдаст турбине, тем меньшую абсолютную скорость он должен иметь на выходе из сопла. Стоящему неподвижно наблюдателю покидающий сопло пар в идеальном случае должен быть виден неподвижным.

Для выяснения причины низкой экономичности первой паровой турбины Лавала произведем некоторые геометрические построения и выполним аналитические расчеты.

На рис. 1.20, *b* показан условный разрез по оси *S*-образной трубки 1 турбины Лавала плоскостью, перпендикулярной оси полого вала 2. Пар вводится в камеру 3 через каналы в валу 2 и трубке 1. Введем две системы координат:

- основную  $xOy$  (неподвижную относительно поверхности Земли);
- вспомогательную  $x_1O_1y_1$ , которая движется вместе с камерой 4 относительно неподвижной системы координат  $xOy$ .

Из сопла 3 пар истекает относительно подвижной системы отсчета  $x_1O_1y_1$  с некоторой скоростью  $\vec{W}$ . Скорость истечения пара  $\vec{W}$  относительно подвижной системы отсчета  $x_1O_1y_1$  называется *относительной*. Под действием реакции струи пара сопла 3 перемещаются в сторону, противоположную вектору скорости истечения  $\vec{W}$ . Скорость сопел 3 относительно подвижной системы координат  $x_1O_1y_1$  равна нулю, так как они движутся вместе с ней. Вместе с тем, сопла 3 перемещаются (вращаются) относительно неподвижной системы координат  $xOy$  со скоростью  $\vec{U}$ . Таким образом, подвижная система координат  $x_1O_1y_1$  движется относительно неподвижной  $xOy$  с окружной скоростью  $\vec{U}$ . Скорость движения  $\vec{U}$  подвижной системы координат  $x_1O_1y_1$  относительно неподвижной  $xOy$  называется *переносной*.

Вспомним школьную задачу о пассажире, прогуливающемся по палубе теплохода. Скорость пассажира относительно теплохода, с которым связаны подвижную систему координат, называется *относительной* скоростью. Скорость перемещения теплохода (подвижной системы координат) относительно берега, с которым мы обычно связываем неподвижную систему координат, называется *переносной* скоростью. Пароход как бы переносит пассажира относительно берега, но и сам пассажир перемещается относительно парохода.

Из курса теоретической механики известно, что абсолютная скорость  $\vec{C}$  тела равна геометрической сумме векторов его переносной  $\vec{U}$  и относительной  $\vec{W}$  скоростей. Тогда абсолютная скорость пассажира относитель-

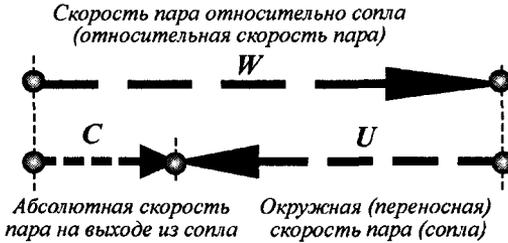


Рис. 1.21. Схема определения абсолютной скорости пара на выходе из сопла

но неподвижной системы координат (берега) будет равна алгебраической сумме переносной скорости теплохода относительно берега и его скорости относительно теплохода.

Рассуждая аналогичным образом, можно определить абсолютную скорость  $\bar{C}$  пара на выходе из сопла  $\mathcal{Z}$ , то есть относительно неподвижной системы координат  $xoy$ . Абсолютная скорость  $\bar{C}$  пара на выходе из сопла  $\mathcal{Z}$  равна

$$\bar{C} = \bar{U} + \bar{W}, \quad (1.8)$$

где  $\bar{C}$ ,  $\bar{U}$  и  $\bar{W}$  — векторы соответственно абсолютной, переносной и относительной скоростей пара на выходе из сопла  $\mathcal{Z}$ .

Геометрически вектор  $\bar{C}$  является диагональю параллелограмма со сторонами  $\bar{U}$  и  $\bar{W}$ , или, что то же самое, замыкает треугольник, построенный на векторах  $\bar{C}$ ,  $\bar{U}$  и  $\bar{W}$ . В данном случае, когда векторы  $\bar{W}$  и  $\bar{U}$  лежат на одной прямой и имеют противоположные направления (рис. 1.21), результирующий вектор  $\bar{C}$  (абсолютной скорости пара) также лежит на этой же линии.

Обозначим через  $M$  [кг/с] массу пара, истекающего из сопла  $\mathcal{Z}$  (рис. 1.20, б) в единицу времени (секундный расход пара). За некоторый промежуток  $\Delta t$  [с] через сопло  $\mathcal{Z}$  пройдет некоторая масса пара, равная

$$\Delta m = M \cdot \Delta t \text{ [кг]}. \quad (1.9)$$

Учитывая сравнительно большой объем камеры 4, можно считать, что пар в ней относительно стенок (относительно подвижной системы координат  $x_1O_1y_1$ ) почти неподвижен. Сколько пара входит в камеру 4, столько же и выходит из нее через сопло  $\mathcal{Z}$ . Таким образом, пар в сопле  $\mathcal{Z}$  разгоняется от нулевой скорости в камере 4 до максимальной  $\bar{W}$  на срезе сопла  $\mathcal{Z}$ . Так как векторы  $\bar{W}$  и  $\bar{U}$  лежат на одной линии и имеют противоположные направления, в неподвижной системе координат  $XOY$  абсолютная скорость пара  $\bar{C}$  определяется из равенства

$$\bar{C} = \bar{W} - \bar{U}. \quad (1.10)$$

Ускорение массы пара  $\Delta m$  в сопле определим из следующего уравнения:

$$a = \frac{C}{\Delta t} = \frac{W - U}{\Delta t}. \quad (1.11)$$

Зная ускорение  $a$ , можно, согласно второму закону Ньютона, найти силу, создавшую это ускорение:

$$F = \Delta m a = M \Delta t \cdot \frac{C}{\Delta t} = M \cdot C. \quad (1.12)$$

Учитывая, что  $C = W - U$ , получим

$$F = M(W - U). \quad (1.13)$$

По третьему закону Ньютона точно такая же сила, но противоположно направленная, действует со стороны газа на камеру. Эта сила, которую называют реакцией струи, вращает реактивную турбину. Зная окружную скорость  $U$  вращения, можно определить путь  $S$ , пройденный соплом по окружности за время  $\Delta t$

$$S = U\Delta t. \quad (1.14)$$

Как известно, работа  $A$  силы  $F$  на пути  $S$  определяется по формуле

$$A = FS = M(W - U)U\Delta t. \quad (1.15)$$

Тогда мощность турбины определим из следующей зависимости:

$$N = \frac{A}{\Delta t} = \frac{M(W - U)U\Delta t}{\Delta t}, \quad (1.16)$$

или

$$N = M(W - U)U = F \cdot U. \quad (1.17)$$

Если абсолютная скорость  $C$  пара, покидающего турбину, не равна нулю, то он обладает запасом кинетической энергии. Это означает, что часть энергии пара не используется в турбине, а уносится в окружающую среду. Такие потери энергии называют потерями с выходной скоростью. Следовательно, необходимо уменьшать потери энергии пара с выходной скоростью. В этом случае больше энергии пара будет затрачиваться на привод турбины. Напомним, если абсолютная скорость пара на выходе из сопла равна нулю, то он для неподвижного наблюдателя будет неподвижным.

Для реактивной турбины потери кинетической энергии с выходной скоростью пара будут минимальны, если абсолютная скорость  $C$  пара, покидающего турбину, будет равна нулю. Это соответствует равенству скорости истечения  $W$  (относительной) и окружной скорости  $U$  (переносной):  $C = W - U = 0$ ; ( $W = U$ ). Практика подтверждала, что при этом условии КПД турбины действительно близок к максимуму.

Условие равенства скорости истечения  $W$  и окружной скорости  $U$  нетрудно выполнить для гидравлических турбин типа сегнерова колеса, поскольку скорость истечения  $W$  жидкости сравнительно невелика.

Так, при давлении жидкости (воды)  $p = 5 \cdot 10^5$  Па относительная скорость ее истечения, определяемая по известной формуле Торричелли, составляет

$$\begin{aligned} W &= \sqrt{2 \frac{p}{\rho}} = \sqrt{2 \frac{5 \cdot 10^5 \text{ Па}}{1000 \text{ кг/м}^3}} = \sqrt{2 \frac{5 \cdot 10^5 \text{ Па}}{1000 \text{ кг/м}^3}} = \sqrt{2 \cdot 5 \cdot 10^2 \frac{\text{Па}}{\text{кг/м}^3}} = \\ &= \sqrt{1000 \frac{\text{Н/м}^2}{\text{кг/м}^3}} = \sqrt{1000 \frac{(\text{кг} \cdot \text{м})/(\text{м}^2 \cdot \text{с}^2)}{\text{кг/м}^3}} = \sqrt{1000 \text{ м}^2/\text{с}^2} \approx 31.6 \text{ м/с}. \end{aligned}$$

Совсем иначе обстоит дело с газами и парами, имеющими плотность  $\rho$  меньшую более чем на два порядка. Так, скорость истечения насыщенного пара при тех же условиях составляет 455 м/с. Действительно,

плотность воздуха при нормальных атмосферных условиях составляет  $\rho = 1.2928 \text{ кг/м}^3$ , что примерно в 774 раза меньше плотности воды. Пользуясь приведенной выше зависимостью Торричелли, получим

$$W = \sqrt{2 \frac{p}{\rho}} = \sqrt{2 \frac{5 \cdot 10^5 \text{ Па}}{1.2829 \text{ кг/м}^3}} = \sqrt{\frac{10^6}{1.2829} \frac{\text{Н/м}^2}{\text{кг/м}^3}} \approx 883 \text{ м/с.}$$

Таким образом, для обеспечения высокого КПД окружная скорость сопел реактивной турбины, даже при сравнительно низком давлении пара, должна быть около 450 м/с, что было совершенно недостижимо для техники того времени. При использовании воздуха в реактивной турбине эта скорость должна быть еще большей (примерно в 2 раза:  $\sim 883 \text{ м/с}$ ). Один из путей решения этой проблемы, казалось, был ясен — для того чтобы уменьшить оптимальную (соответствующую максимуму КПД) окружную скорость  $\bar{U}$ , нужно уменьшить скорость истечения  $\bar{W}$ , снизив при этом и давление, и температуру пара. Однако этот путь является тупиковым, так как ведет к снижению термического КПД. Это станет ясно из последующих глав.

Имея достаточные знания и хорошую интуицию, Лаваль нашел правильный путь. Он изобрел активную турбину с расширяющимся соплом (рис. 1.22), которую запатентовал в 1889 г.

Турбина состоит из одного или нескольких неподвижных сопел и ротора, состоящего из укрепленного на валу диска с лопатками. Нагретый пар поступает в сопло. Это сопло имеет особую конструкцию. Вначале оно сужается до минимального сечения, а затем — расширяется. Это позволило Лавалю получить в сопле сверхзвуковую скорость истечения пара<sup>1</sup>.

Турбина (рис. 1.23) работает следующим образом. Пар поступает в сопло, где разгоняется до сверхзвуковой скорости. Из сопла пар с большой скоростью поступает на лопатки, закрепленные на диске. Лопатки имеют криволинейный профиль, а поэтому при течении вдоль них поток пара изменяет направление своего движения. В результате этого между частицами пара и лопатками происходит силовое взаимодействие (рис. 1.19).

Предварительно выясним разницу между реактивной и активной турбинами. В реактивной турбине (рис. 1.20) пар (рабочее тело) разгоняется в соплах, которые закреплены на ее роторе. Эти сопла вращаются вместе ротором турбины. В результате истечения пара из сопел возникает реактивная сила, приложенная к ротору турбины. Таким образом, отличительной особенностью реактивной турбины является то, что в ней сопло (сопла) движутся вместе с ней.

В активной турбине (рис. 1.22, 1.23) сопло установлено отдельно от ротора, и поэтому не вращается вместе с ним. Поток пара ускоряется только в сопле. На лопатках колеса поток пара не ускоряется, а лишь движется по криволинейному профилю. Лопатка турбины активно воздействует на поток пара, изменяя направление его движения. Для того чтобы изменить направление потока, лопатки прикладывают к частицам пара усилия. В результате этого (в соответствии с третьим законом механики Ньютона) со стороны частиц пара к лопаткам будут также приложены усилия, направ-

<sup>1</sup> Сопло Лавалия рассматривается в последующих главах.

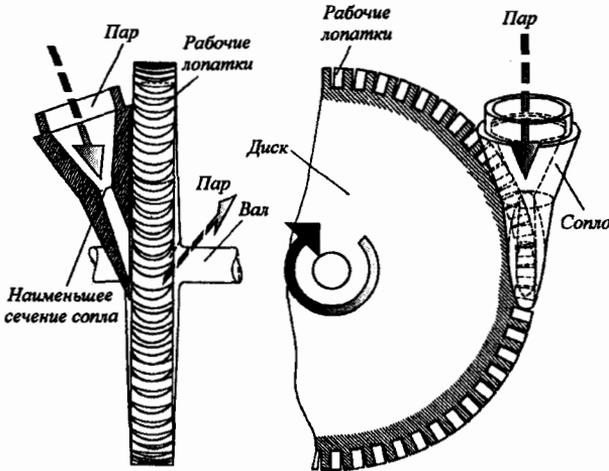


Рис. 1.22. Схема активной турбины Лавала с комбинированным (сверхзвуковым) соплом

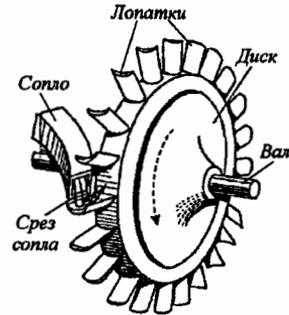


Рис. 1.23. Модель простейшей турбины

ленные в противоположную сторону. Усилие, с которым взаимодействуют частицы пара с лопаткой, равно усилию, которое приложено со стороны лопатки к ним для изменения направления движения (рис. 1.19).

Схематично течение пара в активной турбине показано на рис. 1.24. Давление пара на выходе из сопла равно атмосферному давлению (обозначим его  $p_0$ ). Пусть давление на входе в сопло равно  $p_1$ . Для того чтобы пар истекал из сопла необходимо, чтобы давление  $p_1$  на входе было больше давления  $p_0$  на его выходе. Следовательно, давление пара в сопле понижается в несколько раз. Величину  $\pi_T = p_1/p_0$ , показывающую, во сколько раз понижается давление пара в турбине (сопле), называют *степенью понижения давления*.

Так как давление пара на выходе из сопла меньше, чем на входе в него, то объем пара на выходе из сопла больше, чем на входе. Чем больше давление пара, тем меньший объем пар занимает. Давление пара вдоль оси сопла должно понижаться, так как в противном случае пар не будет вытекать из сопла. Пар течет туда, где меньше давление. Следовательно, вдоль оси сопла объем пара увеличивается, — он расширяется. При расширении скорость пара в сопле увеличивается — он разгоняется.

В сопле Лавала (рис. 1.24) скорость пара увеличивается как бы в два этапа:

- благодаря сужению сопла, скорость пара в самом узком сечении равна скорости звука при данных условиях;
- после достижения скорости звука в самом узком сечении сопла скорость пара продолжает увеличиваться в его расширяющейся части.

По ходу потока расстояние между лопатками турбины Лавала (рис. 1.22) не изменяется. В этом случае лопатки турбины не влияют на скорость движения пара. Пар из сопла (рис. 1.24) выходит с некоторой сверхзвуковой скоростью, абсолютное значение которой равно  $\bar{C}_1$ . Так как

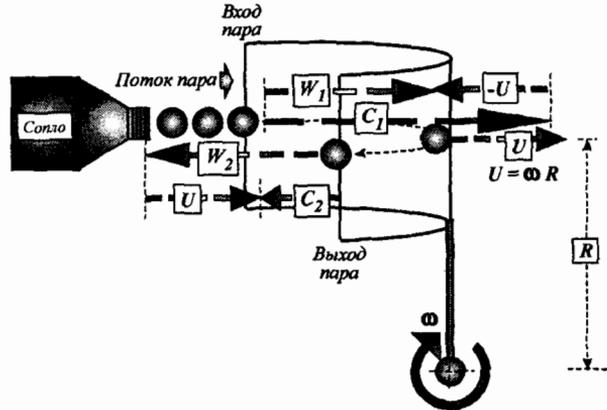


Рис. 1.24. Схема течения пара в активной турбине

лопатки турбины находятся рядом с соплом, то можно предположить, что абсолютная скорость потока на входе в них также равна  $\bar{C}_1$ . Относительно поверхности лопатки пар движется с относительной скоростью  $\bar{W}$ . Благодаря специальному (криволинейному) профилю лопатки, направление движения потока пара все время изменяется. Пар на лопатке совершает вращательное движение. Сколько пара по массе входит на лопатку, столько же его и выходит из нее. Если бы пара входило больше, чем выходило, то на лопатке он должен накапливаться, чего не происходит.

С другой стороны, если бы с лопатки выходило больше пара, чем его входило, то поток должен разорваться, чего также не происходит. Так как ширина потока по ходу не изменяется, то его относительная скорость  $\bar{W}$  также не изменяется. Пар на лопатке как бы вращается по полуокружности. Под действием силы, приложенной к частицам пара со стороны лопаток, частицы пара движутся ускоренно (неравномерно). Нормальное (центростремительное) ускорение частиц пара равно

$$a_n = \frac{W^2}{r}, \quad (1.18)$$

где  $a_n$  — нормальное ускорение частиц пара при их движении по профилю (вогнутой части) лопатки;  $W$  — скорость частиц пара относительно лопатки;  $r$  — радиус кривизны профиля лопатки.

Таким образом, со стороны лопатки к потоку пара приложена центростремительная сила  $F_{цс}$ , численно равная

$$F_{цс} = ma_n = m \frac{W^2}{r}, \quad (1.19)$$

где  $m$  — масса пара, находящегося на лопатке турбины.

Так как лопатка (рис. 1.24) симметрична относительно горизонтальной оси, то можно считать, что равнодействующая центростремительных сил  $F_{цс}$  приложена в средней части лопатки и направлена горизонтально в направлении центра скругления лопатки. В этом случае со стороны частиц пара к лопатке также будет приложена сила, численно равная  $F_{цс}$  (по

третьему закону Ньютона), но направленная в противоположную сторону. Эту силу называют центробежной силой инерции и обозначают  $F_{цб}$ . Строго говоря, в природе вообще не существует центробежных сил, то есть, нет никаких разновидностей сил. Но в некоторых случаях силам приписывают некоторые специфические названия. Это делается для того, чтобы явно указать условия, при которых они возникают. Например, часто говорят о силе трения. Этим явно указывают, что эта сила возникает между телами, находящимися в контакте, и которые движутся друг относительно друга, или стремятся перемещаться. Когда говорят о силе инерции, то самим названием указывают на то, что эта сила возникает из-за ускоренного прямолинейного движения тела. Если речь ведут о центростремительной или центробежной силах, то этим указывают, что они возникают в результате криволинейного движения тела. (Напомним, что криволинейное движение является неравномерным). Частным случаем криволинейного движения является движение по окружности. Между этими силами нет никакого отличия, как на качественном, так и на количественном уровне. Отличия внесены искусственно лишь на понятийном уровне.

Сила реакции струи пара  $F_{цб}$  (так называемая центробежная сила) направлена в сторону возможного движения лопатки турбины. Ее численное значение равно

$$F_{цб} = -F_{цс} = -m \frac{W^2}{r}. \quad (1.20)$$

На плече  $R$  эта сила создает вращающий момент

$$M_{кр} = F_{цб} R. \quad (1.21)$$

Под действием этого момента турбина будет вращаться.

Если колесо турбины вращается с угловой скоростью  $\omega$ , то линейная (переносная) скорость  $U$  точки, в которой приложена равнодействующая  $F_{цб}$ , равна

$$U = \omega \cdot R, \quad (1.22)$$

где  $R$  — расстояние от оси вращения турбины до точки приложения силы  $F_{цб}$ .

На основании того, что абсолютная скорость пара  $\bar{C}_1$  на входе в межлопаточный канал равна сумме переносной  $\bar{U}$  и относительной  $\bar{W}$  скоростей, определим скорость пара относительно лопаток турбины. Для этого из вектора абсолютной скорости  $\bar{C}_1$  вычтем вектор переносной скорости  $\bar{U}$ :

$$\bar{W} = \bar{C}_1 - \bar{U}. \quad (1.23)$$

Учитывая, что векторы  $\bar{W}$  и  $\bar{U}$  на выходе имеют противоположные направления, определим абсолютную скорость пара на выходе из межлопаточного канала

$$\bar{C}_2 = \bar{W} - \bar{U}. \quad (1.24)$$

Объединив выражения (1.23) и (1.24), получим

$$\bar{C}_2 = \bar{C}_1 - \bar{U} - \bar{U} = \bar{C}_1 - 2\bar{U}. \quad (1.25)$$

Если абсолютная скорость пара на выходе из лопатки  $\bar{C}_2$  равна нулю, то его кинетическая энергия также равна нулю. В этом случае пар всю

свою кинетическую энергию путем совершения работы отдает турбине (лопатке). Только в таком случае КПД турбины будет максимальным. Если  $\bar{C}_2 = 0$ , то на основании зависимости (1.25) получим  $\bar{C}_1 = 2\bar{U}$ , или

$$\bar{U} = \frac{\bar{C}_1}{2}. \quad (1.26)$$

Из выражения (1.26) видно, что оптимальное значение окружной скорости активной турбины вдвое меньше скорости истечения и, соответственно, примерно вдвое меньше, чем в реактивной турбине.

Это обстоятельство облегчало задачу достижения оптимальной окружной скорости турбины. Важнейшей особенностью такой турбины была форма сопла. Канал сопла, как видно из рис. 1.22, вначале сужается, достигая минимальной площади в так называемом горле, а затем расширяется. Смысл изобретения сопла такой формы можно уяснить, если глубоко исследовать законы газовой динамики и свойства реальных газов. Здесь только отметим, что комбинированные (сужающе-расширяющиеся) сопла, которые получили название сопел Лавалья, позволяют разогнать пар или газ до сверхзвуковых скоростей с малыми потерями.

В ходе разработки активной турбины Лавалю пришлось решать ряд возникших проблем.

Несмотря на то, что оптимальная окружная скорость  $\bar{U}$  активной турбины меньше, чем реактивной, она все же остается весьма высокой. При большой частоте вращения турбины возникали вибрация ротора и огромные напряжения, создаваемые центробежными силами. Решение первой проблемы затруднялось тем, что в то время еще не существовало эффективных способов устранения неуравновешенности ротора. Это обстоятельство исключило использование в турбине обычного жесткого ротора, в котором даже незначительный дисбаланс вызывал недопустимые вибрации на рабочих оборотах. Лаваль решил проблему, применив в турбине длинный тонкий вал в сочетании с упругими опорами. Он установил, что вибрация несбалансированного и достаточно гибкого ротора сначала увеличивается с ростом оборотов и достигает максимума при некоторой критической частоте вращения. С дальнейшим увеличением скорости центр масс ротора начинает приближаться к оси вращения, а вибрации уменьшаются, то есть происходит как бы самоцентрировка ротора. Если рабочие обороты значительно (примерно в 7 раз, как установил Лаваль) превосходят критическую частоту, вибрация входит в допустимые пределы. Для того чтобы критическая частота была низкой, вал должен быть достаточно эластичным (гибким). Гибкий, или сверхкритический ротор — одно из самых замечательных изобретений Лавалья (запатентован им в 1889 г.).

Для решения второй задачи необходимо было сконструировать необычайно прочное и легкое рабочее колесо. И оно было создано в виде специально спрофилированного диска «равного сопротивления» с цилиндрическими пазами в ободке. В этих пазах закреплялись лопатки, хвостовики которых имели соответствующую пазам форму. На рис. 1.25 показана турбина с гибким валом, диском равного сопротивления и цилиндрическими «замками», благодаря которым лопатки крепятся к диску. Такие «замки»

были в последующем названы «хвостами» Лавалья. Эти технические решения позволили создать турбины с невиданной для того времени частотой вращения (до  $30\,000\text{ мин}^{-1}$ ). Окружная скорость диска приближалась к  $400\text{ м/с}$ .

В то время турбины использовались в основном для привода электрогенераторов, частота вращения которых была значительно ниже, чем турбин. Ограничение частоты вращения генераторов было обусловлено возможностью их полного разрушения под действием сил инерции. Для согласования скоростей вращения турбины и генератора требуется понижающий редуктор.

Лавалю пришлось сконструировать понижающий редуктор с шевронными зубчатыми колесами. Эти колеса выполнялись с косыми или винтовыми зубьями, причем зубья одной половины колеса были как бы зеркальным отражением зубьев второй половины. Такая конструкция обеспечивала плавность работы передачи и одновременно устраняла осевую нагрузку на вал. Самая большая турбина, созданная Лавалем, имела мощность  $350\text{ л. с}^1$ .

Однако КПД турбин Лавалья был значительно ниже, чем ожидалось. Причины снижения КПД были установлены значительно позже, когда были разработаны термодинамические основы паровых и газовых турбин. Причиной низкого КПД явилось то обстоятельство, что в струе пара, вытекающей из сопла, одновременно находится одна или несколько рабочих лопаток, а остальные движутся в заполненном паром пространстве, создавая дополнительное сопротивление. К снижению КПД приводили явления, связанные с входом лопаток в струю пара и выходом из нее, а также «несовершенное» обтекание струей рабочих лопаток, расположенных вблизи ее границ.

Следовательно, в то время экономичность турбин Лавалья не могла быть высокой даже при оптимальной окружной скорости.

Лаваль продолжал искать выход из тупика. Еще в 1889 г. им была разработана *двухступенчатая* турбина, чертеж которой показан, на рис. 1.26. Турбина называется двухступенчатой потому, что на ее валу были установлены два ряда рабочих лопаток. Следовательно, оба ряда рабочих лопаток вращаются с одинаковой угловой скоростью. Заметим, что в настоящее время мощные паровые турбины строят по многоступенчатой схеме.

В этой турбине, так же как и в одноступенчатой, пар расширялся только в сопле и поступал на рабочие лопатки первой ступени. На выходе этих

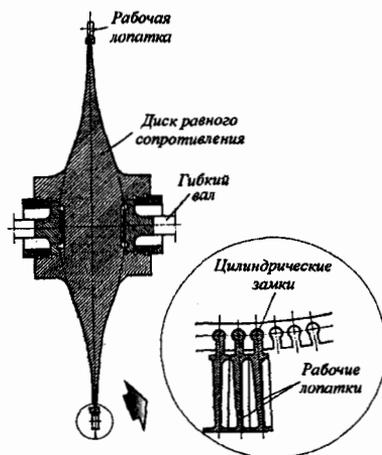


Рис. 1.25. Рабочее колесо турбины Лавалья

<sup>1</sup> 1 л. с. примерно равна  $0.736\text{ кВт}$ .

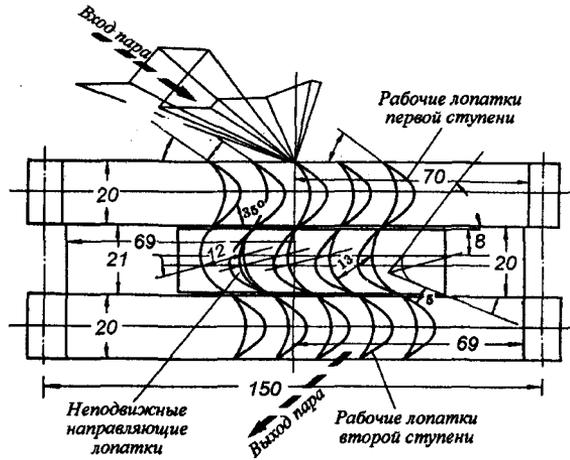


Рис. 1.26. Чертеж двухступенчатой активной турбины Лавалья

лопаток были установлены неподвижные направляющие лопатки, которые поворачивали пар и направляли его на второй ряд рабочих лопаток. Таким образом, кинетическая энергия пара, оставляющего первый ряд рабочих лопаток (первую ступень), использовалась для получения полезной дополнительной работы во второй ступени. Если, рассуждая точно таким же образом, как раньше, попытаться определить оптимальную окружную скорость такой турбины, то окажется, что она уже не вдвое, а вчетверо меньше скорости истечения пара из сопла.

Здесь уместно напомнить, что за 100 лет совершенствования в одной из самых динамичных областей техники формы сопел, лопаток, диска турбины претерпели, в общем, незначительные изменения. Наверное, это беспрецедентный случай в истории техники. Творения Г. Лавалья являются более чем удивительными, так как достигнуты они были в основном эмпирически, путем экспериментальной отработки, ведь теория расширяющегося сопла, гибкого вала и диска равного сопротивления была разработана уже после создания турбин Лавалья. Однако не следует забывать, что Лаваль получил блестящее образование, а поэтому имел отличные для того времени теоретические знания для своей творческой деятельности в области турбостроения.

Но интуиция все же подвела Лавалья, когда он выбирал свой путь в турбостроении. Он так и не дошел до цели, хотя и поразил современников своим талантом.

Лаваль, как его предшественники изобретатели-самоучки, еще раз подтвердил вывод о том, что теория без практики мертва, а практика без теории слепа.

Дойти до вершины суждено было другому человеку, который шел более спокойным, но верным маршрутом. Этим человеком был выходец из аристократических кругов Англии Чарльз Альджерон Парсонс (1854–1931 гг.).

С самого начала Парсонс выбрал правильное направление, в основе которого лежала, в общем, простая идея. Он предложил реализовывать

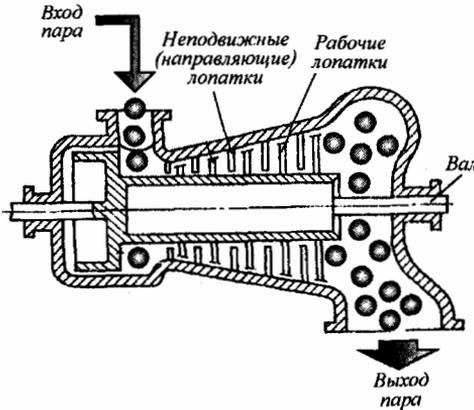


Рис. 1.27. Схема многоступенчатой турбины Ч. Парсонса

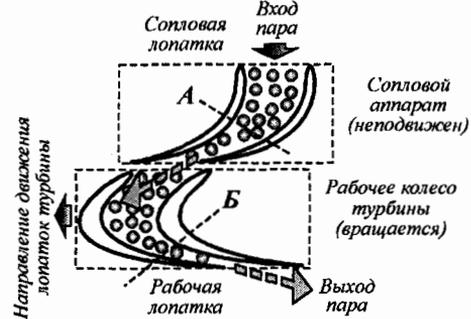


Рис. 1.28. Схема течения пара в турбинной ступени

всю располагаемую энергию пара не в одной ступени, а в нескольких. Это равносильно тому, что располагаемую энергию пара разделить на несколько «порций» и реализовывать каждую из них в отдельности на разных ступенях турбины. Такой подход Парсонса к созданию турбин отличался от подхода Лавалля тем, что последний стремился реализовать всю располагаемую энергию пара (рабочего тела) в одной ступени.

Воплощением идеи Парсонса явилась многоступенчатая турбина, показанная на рис. 1.27. Она состоит из ряда последовательно расположенных по ходу пара ступеней. Каждая из ступеней, подобно турбине Лавалля, состоит из сопел (соплового аппарата) и рабочего колеса. При этом рабочие колеса укрепляются на одном валу. Во вращающихся рабочих лопатках рабочего колеса пар расширяется, а лопатки соплового аппарата (неподвижные) служат для того, чтобы продолжить расширение пара и направить его на соседний ряд лопаток рабочего колеса. Таким образом, энергия пара постепенно понижается от ступени к ступени, от одного ряда лопаток к другому, преобразуясь в механическую работу вращения вала многоступенчатой турбины. Так как при переходе из одной ступени в следующую ступень, пар расширяется и его объем увеличивается, то длина лопаток каждого последующего ряда постепенно увеличивается.

В своей турбине Парсонс придал лопаткам такую форму, при которой сечение канала между соседними лопатками по ходу потока пара уменьшается по направлению течения пара (рис. 1.28). Так, расстояние между лопатками соплового аппарата по линии А меньше, чем на входе в него. Расстояние между рабочими лопатками по линии В также меньше, чем на входе в них. Если пар входит в направляющие (сопловые) лопатки с абсолютной скоростью  $C_1$ , то, благодаря сужению канала, выходит из них с большей абсолютной скоростью  $C_2$ . Таким образом, в направляющих лопатках пар ускоряется. Направляющие лопатки одновременно являются и сопловыми. С абсолютной скоростью  $C_2$  пар поступает на рабочие лопатки. Если бы расстояние между рабочими лопатками не менялось, то пар относительно лопаток двигался бы с постоянной относительной

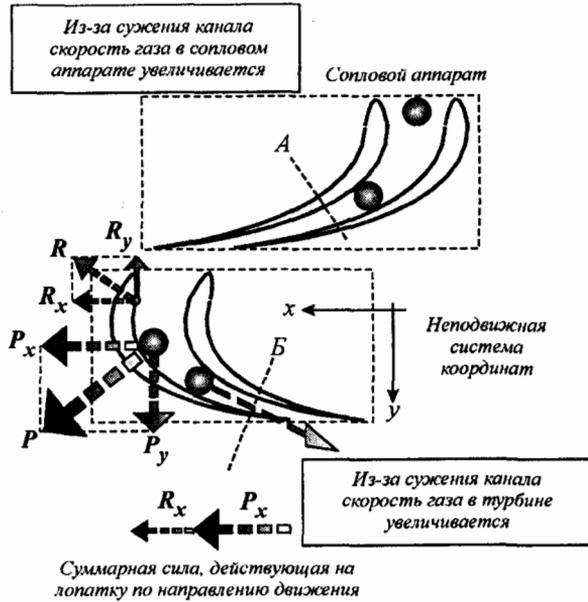


Рис. 1.29. Схема течения пара в активно-реактивной турбине

скоростью  $\overline{W}_2$ . Однако по ходу потока пара расстояние между рабочими лопатками турбины уменьшается, а поэтому относительная скорость  $\overline{W}_2$  пара увеличивается. Таким образом, при движении пара вдоль профиля рабочих лопаток наблюдается два важных эффекта:

- благодаря криволинейному профилю лопаток создается активная сила, которая приложена к лопаткам со стороны пара;
- благодаря сужению канала между рабочими лопатками относительная скорость пара между ними постоянно увеличивается. Пар в этом случае движется с ускорением. Пар ускоряется только под действием приложенной к нему силы (силы проталкивания). Так как пар под действием этой силы ускоряется, то возникает обратная сила (в соответствии с третьим законом Ньютона) реакции струи (реактивная сила).

Реактивная сила приложена к рабочим лопаткам со стороны пара. Следовательно, к рабочим лопаткам турбины приложены две силы:

- активная сила, обусловленная криволинейным профилем рабочих лопаток;
- реактивная сила, обусловленная ускорением потока пара из-за сужения межлопаточного канала.

На основании изложенного можно утверждать, что пар в турбинной ступени расширяется в два этапа — сначала в направляющих (сопловых) лопатках его давление понижается на некоторую величину (он расширяется частично), а затем давление пара понижается в рабочих лопатках (пар второй раз расширяется).

Рассмотрим силовое взаимодействие пара с лопатками рассматриваемой турбины (рис. 1.29). В результате расширения пара на сопловых (неподвижных) лопатках его скорость увеличивается, а давление уменьшается. В сопловых лопатках давление пара уменьшается до некоторого значения, не равного атмосферному давлению. Следовательно, в сопловых лопатках потенциальная энергия пара уменьшается, а кинетическая энергия увеличивается (происходит преобразование одного вида энергии в другой).

При движении пара вдоль криволинейного профиля рабочих лопаток возникает центробежная сила, которая приложена со стороны лопаток к частицам пара. В ответ на действие центробежной силы возникает сила реакции  $\bar{P}$ , приложенная уже со стороны пара к лопаткам турбины. Разложим активную силу  $\bar{P}$  (активной называют ее потому, что она обуславливается самой турбиной, точнее, профилем ее лопаток) на две составляющие, направленные вдоль координатных осей:

- силу  $\bar{P}_x$ , направленную в сторону вращения турбины (она создает крутящий момент);
- силу  $\bar{P}_y$ , направленную вдоль оси вращения турбины (она нагружает опоры крепления турбины).

Двигаясь между подвижными лопатками турбины, пар ускоряется под действием приложенной к нему силы давления (давление пара в сопловых лопатках не понизилось до атмосферного давления). Пар может ускоряться только под действием приложенной к нему силы. В ответ на действие движущей силы (силы проталкивания) возникает сила реакции  $\bar{R}$  струи пара, которая направлена в противоположную сторону. Сила  $\bar{R}$  приложена к лопаткам турбины. Разложим силу  $\bar{R}$  вдоль осей координат на две составляющие  $\bar{R}_x$  и  $\bar{R}_y$ . Сила  $\bar{R}_x$  приложена к лопаткам в плоскости вращения турбины, поэтому она создает вращающий момент. Сила  $\bar{R}_y$  приложена к лопаткам вдоль оси вращения турбины, поэтому она нагружает ее опоры крепления. Следовательно, суммарная сила, создающая вращающий момент, равна сумме сил  $\bar{P}_x$  и  $\bar{R}_x$  ( $\sum \bar{F} = \bar{P}_x + \bar{R}_x$ ). Силы  $\bar{P}_y$  и  $\bar{R}_y$  направлены в противоположные стороны, поэтому частично компенсируют действие друг друга, уменьшая нагрузку на опоры турбины.

Механическая работа производится, как за счет активного, так и за счет реактивного действия струи пара, в связи с чем, строго говоря, турбина Парсонса является активно-реактивной. В ней как бы объединены вместе активная и реактивная турбины Лавала. Но так как в основу работы своей турбины Парсонс стремился положить все же реактивный принцип действия пара, за турбинами такого типа закрепилось название реактивной.

Если внимательно посмотреть на турбины газотурбинного двигателя ГТД-1250 (или его предыдущие варианты) со стороны входа газа в межлопаточные каналы и выхода из них, то нетрудно заметить, что площадь входа в межлопаточные каналы больше площади выхода из них. Расстояние между соседними лопатками по ходу газового потока уменьшается. Исходя из условия неразрывности газового потока, количество газа (по массе), вошедшего в межлопаточный канал, равно его количеству, вышедшему из канала. Если площадь межлопаточного канала по ходу движения потока

уменьшается, то скорость потока увеличивается. Следовательно, турбины двигателя ГТД-1250 являются турбинами активно-реактивного типа. Перевод силовой турбины с помощью регулируемого соплового аппарата (РСА) в тормозное положение не вызывает изменения направления ее движения. Это свидетельствует о том, что на этом режиме реактивная составляющая  $\bar{R}_x$  газового потока больше активной составляющей  $\bar{P}_x$ .

Вращающий момент на рабочем колесе турбины равен суммарному крутящему моменту от действия всех сил, определяемых по правилу параллелограмма.

Многоступенчатая турбина позволяет существенно снизить обороты вала. Ведь в ней расширение пара производится не в одном ряду сопел, а в нескольких, последовательно расположенных друг за другом. Это приводит к снижению скорости пара при выходе из каждого ряда сопел, следовательно, к уменьшению оптимальной окружной скорости  $\bar{U}$  лопаток, и, в конечном счете, — снижению оборотов турбины. Поэтому, если у первой турбины Парсонса мощностью 5 л. с. частота вращения составляла 18 000 мин<sup>-1</sup>, то у построенной в 1888 году мощностью 50 л. с. она уже составляла 7 000 мин<sup>-1</sup>, а у появившейся следом за ней турбиной мощностью 200 л. с. — 400 мин<sup>-1</sup>.

Вспомним, что в активной турбине Лавалья в соплах происходило полное расширение пара, его давление перед рабочим колесом и за ним одинаково, поэтому осевое давление на ротор отсутствует. В многоступенчатой турбине давление за первым сопловым аппаратом, то есть перед первым рабочим колесом, значительно больше, чем за последним рабочим колесом. Возникает осевая сила, которая в больших турбинах может достигать десятков тонн. Величина ее, если ротор имеет цилиндрическую форму, равна произведению разности давлений перед ротором и за ним на площадь поперечного сечения ротора. Так происходит в однопоточной турбине, где все ступени расположены последовательно по ходу пара. Осевая сила воспринимается подшипниками ротора, в связи с чем возникает проблема обеспечения их работоспособности. Парсонс нашел остроумное решение этой задачи. Он избрал двухпоточную турбину, в которой пар подводился к средней части ротора. Здесь потоки пара разделялись на две равные части и направлялись в противоположные стороны к концам ротора. В такой конструкции давление пара с обеих сторон ротора одинаково и осевая сила, нагружающая подшипники, отсутствует.

В дальнейшем Парсонс разрабатывал чисто реактивные многоступенчатые турбины (последовательно соединенные колеса Герона) и радиальные турбины. Ожидаемых результатов радиальные турбины не дали. Парсонс увидел, что по экономичности и ряду других показателей осевые турбины превосходят радиальные.

Паровая турбина Парсонса получила широкое распространение не только в энергетике, но и в судостроении, особенно военном. Паровая турбина интенсифицировала разработку и строительство судов различного назначения. Для флота были разработаны также многовальные паровые турбины. В 1857 г. во Франции появился указ, согласно которому все корабли, не имеющие паровых машин, исключались из списков флота.

Принципиально существует два способа снижения окружной скорости турбин:

- применение ступеней скоростей;
- применение ступеней давления.

Турбины со ступенями скоростей были предложены американским инженером Чарльзом Кертисом в 1896 г. Схема турбины с двумя ступенями скоростей показана на рис. 1.30. Ее ротор снабжен двумя рядами лопаток 2 и 4, называемых ступенями скоростей, между которыми расположены неподвижные направляющие лопатки 3, укрепленные на корпусе турбины. Как видно из графика, давление пара  $p$  уже в сопле 1 уменьшается до некоторого значения  $p_0$ , обусловленного условиями работы турбины, и в дальнейшем при прохождении пара через все три ряда лопаток 2, 3, 4 остается неизменным до самого выхода его из турбины. Следовательно, уже в сопле 1 потенциальная энергия пара полностью преобразуется в кинетическую энергию.

В сопле 1 скорость пара  $V$  возрастает до некоторого максимального значения  $V_{\max}$ . Половину этой скорости пар теряет на лопатках 2, а другую половину — на лопатках 4. Роль неподвижных лопаток 3 сводится к повороту струи пара, а поэтому его скорость на лопатках 3 не меняется. Из турбины пар уходит со скоростью  $V_0$ .

При двух ступенях скоростей скорость вращения ротора уменьшается в два раза, а при трех ступенях — в 3 раза по сравнению со скоростью при одной ступени. Турбины с большим числом ступеней скоростей малоэкономичны, поэтому устраивают не более двух ступеней скоростей, комбинируя их со ступенями давления.

Турбина со ступенями давления была изобретена и введена в практику в 1890 году французским инженером Огюстом Рато.

На рис. 1.31 показана схема турбины с тремя рядами подвижных рабочих лопаток 1, 2, 3 (ступенями давления), разделенных неподвижными перегородками 4 и 5, в которых выполнены каналы (сопла), через которые к лопаткам подводится пар. Проходя через турбину, пар расширяется в каждом из неподвижных сопел. Давление пара в соплах 4 и 5 понижается, а скорость пара увеличивается.

На рабочих лопатках 1, 2 и 3 скорость пара уменьшается вследствие затраты части кинетической энергии на вращение ротора. Так как объем пара по мере его расширения увеличивается, то сечения сопел и межлопаточных каналов увеличиваются от ступени к ступени. Это достигается увеличением длины лопаток, которые в мощных турбинах имеют значительные размеры. Так как каждой ступени соответствует небольшой перепад давлений пара, скорость ротора получается значительно меньше, чем у одноступенчатой турбины.

Таким образом, в XIX в. окончательно сложились два основных класса тепловых машин:

- первый — поршневые паровые машины, преобразующие внутреннюю (тепловую) энергию пара в механическую энергию вращения выходного вала с помощью кривошипно-шатунного механизма;

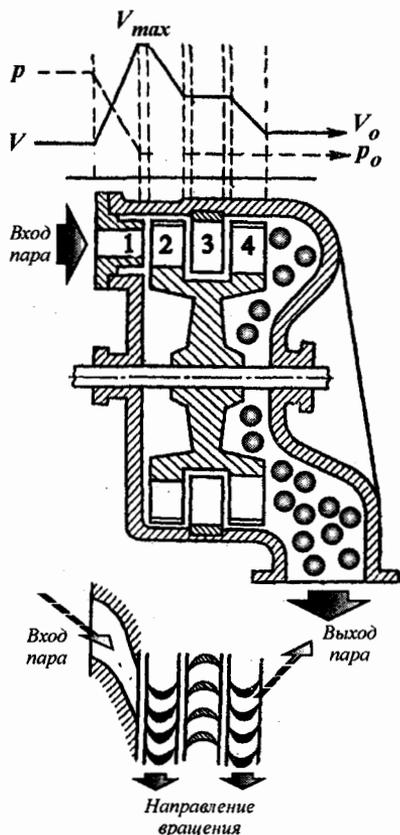


Рис. 1.30. Схема активной турбины с двумя ступенями скоростей

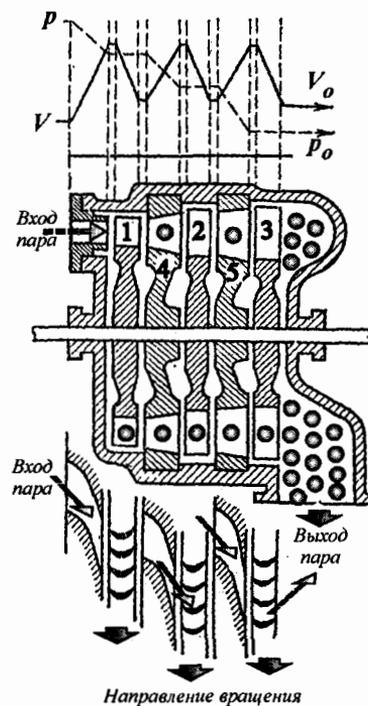


Рис. 1.31. Схема активной турбины со ступенями давления

- второй — паровые турбины, непосредственно преобразующие внутреннюю (тепловую) энергию пара в механическую энергию вращения выходного вала.

В области малых скоростей и мощностей наибольшее применение получили машины первого класса, а в области больших скоростей и мощностей — машины второго класса. Тем не менее, паровой двигатель, как оказалось впоследствии, был приемлемым лишь на предприятиях с непрерывным производственным процессом (текстильная, горная промышленности и другие). Оправданно применение парового двигателя на паровозах и судах с непрерывным режимом эксплуатации. Там, где паровая машина использовалась нерегулярно (например, транспортные средства), она была просто нерентабельна. Необходим был двигатель принципиально нового типа — без котла, с малым временем пуска и со сравнительно невысокой мощностью единичной силовой установки.

В середине XIX в. был впервые определен КПД паровых машин. Его незначительная величина вызвала замешательство среди специалистов.

Конструкция безопасного котла не представляет трудностей. Удаётся ограничить объём котла до объёма трубы, имеющей вид спирали, что одновременно решает вопрос о быстром парообразовании. Однако самую большую проблему представляет вода, которая в зимних условиях замерзает, доставляя большие хлопоты. К тому же пар обладает большой скрытой теплотой парообразования. Многие, возможно, наблюдали, что при нагреве воды её температура вначале быстро увеличивается, но при подходе к отметке, близкой к  $100^{\circ}\text{C}$ , темп роста температуры воды значительно замедляется. В этот момент даже не слышно характерного для процесса закипания воды звука. В этот момент нужно сообщить воде большое количество тепла, чтобы перевести её в пар. Эту теплоту называют *скрытой теплотой парообразования*. Она почти в 5 раз превышает тепло, которое нужно подвести к воде для нагрева её от  $0^{\circ}\text{C}$  до температуры кипения.

Во многих паровых машинах из-за жестких ограничений на габаритные размеры (и иных требований) процесс конденсации пара заменен более простым способом — выбрасыванием его в атмосферу (как у паровозов). Пар уносит в атмосферу большое количество тепла.

С одной стороны, чем больше тепла поглощает рабочее тело, тем выше его энергетические возможности. Это положительный факт использования воды (пара) в тепловых машинах. Однако при конденсации пара в окружающую среду выбрасывается большое количество тепловой энергии. Если пар не переводить в жидкость, а нагревать в газообразном состоянии, то он поглотит значительно меньше теплоты, следовательно, меньшими будут его энергетические возможности. Таким образом, проблема заключается в том, чтобы перед поступлением в нагреватель пар перевести в жидкость. При этом теряется большое количество теплоты.

Следовательно, рабочим телом двигателя мобильного средства не может быть пар. Возникла необходимость создания двигателей, работающих на иных рабочих телах.

## 1.5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЗДУХА В КАЧЕСТВЕ РАБОЧЕГО ТЕЛА

Одной из главных причин использования водяного пара в качестве первого рабочего тела явилась доступность воды. Тем не менее, воздух еще доступнее воды и, к тому же, не замерзает. Напрашивалась замена воды воздухом — ведь тогда не нужно испарять воду. Но возникла новая проблема, как сжать и нагреть воздух, который при расширении позволит произвести больше работы, чем затрачено на его сжатие. В паровой машине для этого требуется лишь простейший водяной насос, который используется только для подачи воды в паровой котел. Решение такой задачи сейчас доступно каждому школьнику, но на том уровне развития техники это было непросто. Нужно было иметь талант и проявить завидную изобретательность.

Первый патент на двигатель, использующий нагретый воздух в качестве рабочего тела, был выдан в Англии в 1816 г. священнику Роберту Стирлингу, занимавшему пост министра по делам церкви Шотландии. Не

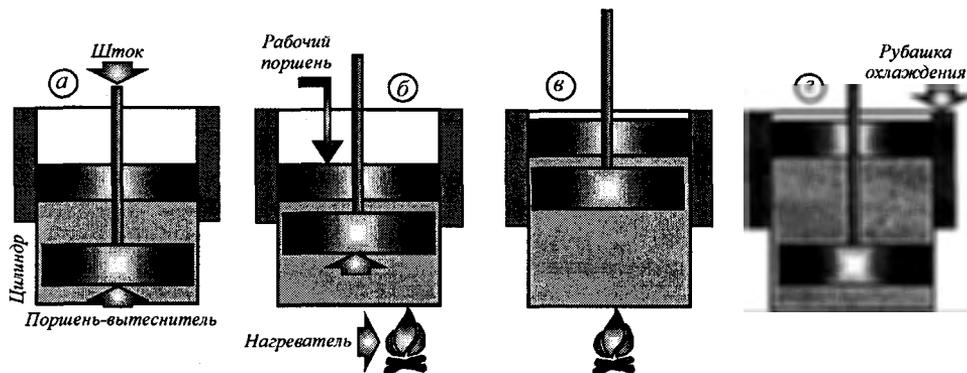


Рис. 1.32. Схема и принцип действия двигателя Стирлинга

следует удивляться духовному сану изобретателя, так как в те времена круг образованных людей был невелик, и служители церкви составляли существенную его часть.

Двигатель Стирлинга почти неизвестен и существуют только его прототипы. В первоначальном виде этот двигатель существовал как *тепловая расширительная машина*, в цилиндре которой рабочее тело (воздух) перед сжатием охлаждалось, а перед расширением — нагревалось. Схема и принцип действия такого двигателя показаны на рис. 1.32. В верхней части цилиндра имеется водяная охлаждающая рубашка, а дно цилиндра постоянно нагревается пламенем. В цилиндре размещен рабочий поршень, уплотненный поршневыми кольцами и соединенный шатуном с коленчатым валом (на рис. 1.32 коленчатый вал не показан).

Между дном цилиндра и рабочим поршнем находится поршень-вытеснитель, который перемещается в цилиндре с большим зазором. Заключенный в цилиндре воздух через этот зазор перекачивается поршнем-вытеснителем либо к днищу рабочего поршня, либо к нагреваемому дну цилиндра. Поршень-вытеснитель приводится в движение штоком, проходящим через уплотнение в рабочем поршне, и приводимым эксцентриковым механизмом, который вращается с углом запаздывания около  $90^\circ$  по сравнению с механизмом привода рабочего поршня.

В положении *а* рабочий поршень находится в нижней мертвой точке (НМТ) и охлаждаемый стенками цилиндра воздух заключен между ним и поршнем-вытеснителем. В следующей фазе *б* поршень-вытеснитель движется вверх, а рабочий поршень остается в НМТ. Воздух между рабочим поршнем и поршнем-вытеснителем выталкивается через зазор между поршнем-вытеснителем и цилиндром ко дну цилиндра и при этом охлаждается стенками цилиндра. Фаза *в* является рабочей, в течение которой воздух нагревается горячим дном цилиндра, расширяется и выталкивает оба поршня (рабочий и поршень-вытеснитель) вверх к верхней мертвой точке (ВМТ). После совершения рабочего хода поршень-вытеснитель возвращается в нижнее положение ко дну цилиндра и выталкивает воздух через зазор между стенками цилиндра в камеру под рабочим поршнем. Воздух при этом охлаждается стенками. В положении *г* холодный воздух

подготовлен к сжатию, и рабочий поршень движется от ВМТ к НМТ. Так как работа, затрачиваемая на сжатие холодного воздуха, меньше работы, совершаемой при расширении горячего воздуха, то возникает полезная работа:

$$(\text{Работа расширения газа}) - (\text{Работа сжатия газа}) = \text{Полезная работа.}$$

Аккумулятором энергии, необходимой для сжатия воздуха, служит маховик.

В описанном исполнении двигатель Стирлинга имел низкий КПД, так как теплоту, содержащуюся в воздухе после совершения рабочего хода, необходимо было отводить в охлаждающую жидкость через стенки цилиндра. Воздух в течение одного хода поршня не успевал охлаждаться в достаточной степени, поэтому потребовалось увеличивать время охлаждения, вследствие чего частота вращения двигателя была небольшой. Теплота отработавшего воздуха отводилась в охлаждающую воду и полностью терялась.

Двигатель Стирлинга представляет интерес в нескольких аспектах. Во-первых, в нем осуществлен замкнутый цикл рабочего тела. Во-вторых, в качестве источника тепла можно взять любое топливо, ориентируясь, скажем, на низкий уровень вредных выбросов. В-третьих, по крайней мере, теоретически, этот двигатель должен обладать большой эффективностью по превращению тепла в работу<sup>1</sup>. Тем не менее, по целому ряду причин двигатель Стирлинга так и не получил распространения: вначале победил паровой двигатель, а затем двигатель внутреннего сгорания.

Р. Стирлинг, естественно, не знал термодинамики. Ее, как науки, тогда еще не существовало. Но он интуитивно реализовал в своей машине самый экономичный замкнутый (осуществляемый без смены рабочего тела) цикл. Цикл этого двигателя был описан лишь спустя десятилетия.

Изготовление двигателей Стирлинга началось в 1818 г. Они приводили в действие водяные насосы, воздуходувки и станки на мелких фабриках, где не годились громоздкие паровые машины. Но изобретение Стирлинга относится к числу тех, которые намного опередили свое время.

Существовавшие в то время технические материалы очень ограничивали уровень рабочих температур и давлений, что в свою очередь ограничивало КПД и мощность двигателя. Роберт Стирлинг вместе со своим братом, инженером, долгие годы испытывал затруднения с выбором конструктивных материалов и в конце своей жизни, в 1876 г., выразил надежду, что препятствия, которые возникают из-за отсутствия соответствующих материалов, будут со временем устранены благодаря изобретению Бессемером технологии выплавки стали. Он оказался прав: спустя столетие о двигателе Стирлинга вспомнили, и в настоящее время этот двигатель, правда, работающий на иных рабочих телах, считается перспективным.

В 30-х годах XX в. голландская фирма «Филипс» начала исследования в области создания двигателей небольшой мощности. Фирма нуждалась в расширении рынков сбыта радиоаппаратуры и столкнулась с отсутствием автономных двигателей небольшой мощности, способных работать на

<sup>1</sup> Следует понимать преобразование энергии из тепловой формы в механическую форму.

любом топливе и вращать электрогенератор для питания электрической энергией радиоаппаратуру. Фирме «Филипс» в 40-х годах удалось изготовить двигатель Стирлинга для привода генератора мощностью 200 Вт. Для нагрева рабочего тела этот двигатель использовал керосин и другие топлива, а рабочим телом был воздух. В 1948 г. были изготовлены сотни таких установок.

В дальнейшем двигатель Стирлинга был значительно усовершенствован фирмой «Филипс». Прежде всего, был применен внешний регенератор теплоты, через который осуществлялась перекачка воздуха из верхней части цилиндра в нижнюю часть под действием вытеснителя. Последовательно к регенератору во внешнем контуре был подключен радиатор. Регенератор аккумулирует теплоту воздуха, поступающего после расширения в холодную камеру. При течении воздуха в обратном направлении аккумулятор вновь отдает ему теплоту. Тем самым возрастает разница максимальной и минимальной температур цикла и теплоту необходимо отводить системой охлаждения.

Радиатор, размещенный за регенератором, отводит только часть этой теплоты, остальная сохраняется в аккумуляторе и используется вновь. Вследствие этого не только увеличивается КПД двигателя, но и увеличивается его максимальная частота вращения, что влияет на мощность и удельную массу двигателя. Теплота отработавших газов подогревателя используется для повышения температуры свежего воздуха, подаваемого в его камеру сгорания. Схема такого двигателя представлена на рис. 1.33.

Поршень 2 является рабочим. Он передает давление (усилие) воздуха на кривошипно-шатунный механизм, а вытеснитель 1 предназначен для перемещения воздуха из верхней части цилиндра в нижнюю часть. В положении *a* воздух из пространства между двумя поршнями поступает через радиатор 3 и регенератор 4 в трубки подогревателя 6 и затем в верхнюю часть цилиндра. Трубки подогревателя размещены в камере сгорания, куда свежий воздух для сгорания подается по каналам 7 и затем, проходя через теплообменник, поступает в зону распылителя форсунки 5; отработавшие газы из подогревателя отводятся через выпускной трубопровод 8.

В положении *a* воздух сжат и при движении в верхнюю часть цилиндра нагревается сначала в регенераторе, а затем в подогревателе. В положении *b* весь воздух вытеснен из пространства между двумя поршнями и выполняет работу, перемещая оба поршня в нижнее положение. В положении *b* после совершения работы рабочий поршень остается в нижнем положении, а вытеснитель 1 начинает выталкивать воздух из верхней части цилиндра в пространство между поршнями через регенератор, в котором воздух отдает значительную часть накопленной ранее теплоты, и радиатор, где воздух охлаждается еще глубже. В последней фазе цикла *г* воздух охлажден и вытеснен из верхней части цилиндра в пространство между поршнями, где происходит его сжатие.

Сжатие холодного воздуха, поступление его через регенератор и радиатор в верхнюю часть цилиндра, последующее расширение и охлаждение воздуха представляют рабочий цикл. В цилиндре сохраняется постоянная масса воздуха, поэтому двигатель работает без выпуска (выхлопа). Для подогрева рабочего тела можно использовать любой источник тепловой

энергии. В рассмотренной схеме применен котел на жидком топливе; содержание вредных веществ зависит от полноты сгорания топлива в камере сгорания котла. Поскольку при этом создается режим непрерывного сгорания при относительно низкой температуре и большом избытке воздуха, можно достичь полного сгорания и небольшого содержания вредных веществ. Таким образом, двигатель Стирлинга является двигателем с внешним подводом теплоты.

Преимущество двигателя Стирлинга заключается и в том, что он может работать не только на разнообразных топливах, но и дает возможность применять различные источники теплоты. Это означает, что работа двигателя не зависит от окружающей среды (атмосферы). Он может одинаково хорошо работать в замкнутом пространстве, как на подводных, так и на космических аппаратах.

Для согласования движения обоих поршней используется ромбический механизм привода. Для привода используются два коленчатых вала, соединенных парой шестерен и вращающихся в противоположных направлениях. Концы штока вытеснителя 1 и пустотелого штока поршня 2 через отдельные шатуны соединены с обоими коленчатыми валами. Если кривошипы обоих коленчатых валов находятся в верхнем положении и движутся из положения *a* в положение *b*, то шатуны рабочего поршня 2 находятся вблизи ВМТ, и он немного перемещается около ВМТ. Шатуны вытеснителя, перемещающегося в этой фазе цикла, движутся вниз, и поршень также движется с наибольшей скоростью из положения *a* в положение *b*.

Противоположное направление вращения двух коленчатых валов позволяет разместить на них противовесы, необходимые для уравнивания сил инерции первого порядка и их моментов от возвратно-поступательно движущихся масс, которые существуют у одноцилиндровых и рядных двигателей.

Ромбический механизм имеет еще и то преимущество, что шатуны симметрично передают усилия от штоков поршней на коленчатые валы, а в подшипниках и уплотнениях поршней не возникает боковых сил. Последнее очень важно, так как для работы двигателя с хорошим КПД необходимо высокое давление рабочего тела.

В 1837 г. был запатентован еще один двигатель на горячем воздухе, получивший название «калорический двигатель». Он изобретен Джорджем Кейли как аналог паровой машины. У этого двигателя был котел, в котором, в отличие от паровой машины, не испаряли воду, а нагревали сжатый воздух. При этом часть сжатого воздуха использовалась в котле (для сжигания топлива), затем обе части смешивали, поэтому, строго говоря, рабочим телом служил не чистый воздух, а его смесь с продуктами сгорания. Сжатый воздух получали в поршневом компрессоре. Между компрессором и котлом устанавливался управляемый золотник, при помощи которого осуществлялось распределение воздуха на два потока: в топку (в качестве окислителя) и на смешение. Котел, кроме того, был снабжен устройством для загрузки угля и для перекрытия клапанов на время загрузки. Оригинально решались вопросы охлаждения клапанов потоком сжатого (еще не нагретого) воздуха. КПД такого двигателя был около 8%.

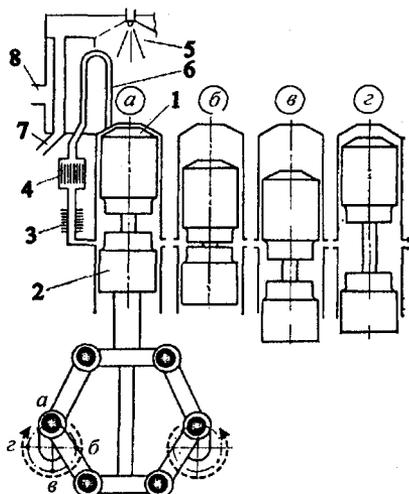


Рис. 1.33. Конструктивная схема современного двигателя Стирлинга с ромбическим кривошипно-шатунным механизмом

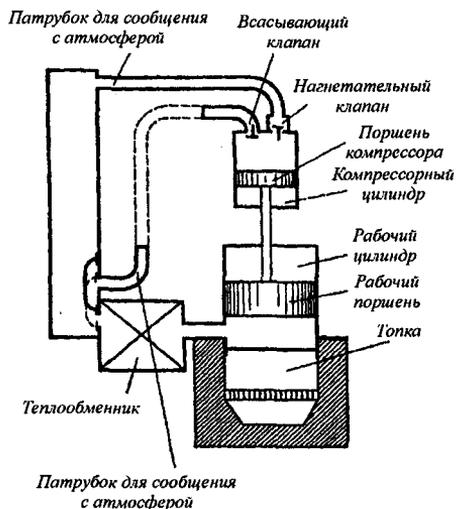


Рис. 1.34. Конструктивная схема «калорического» двигателя Эриксона

Большие надежды в те времена возлагались на появившийся в 1852 г. двигатель шведского инженера Д. Эриксона. Тогда этим двигателям приписывались необыкновенная мощность и экономичность.

В 1852 г. из Америки в Англию прибыло судно с четырьмя калорическими двигателями Эриксона. Схема такого двигателя показана на рис. 1.34.

Рабочий цилиндр двигателя устанавливался вертикально, а под ним располагалась топка. Компрессорный цилиндр размещался сверху над рабочим. Рабочий цилиндр через выхлопное окно соединялся с теплообменником, а теплообменник имел два поочередно перекрываваемых патрубка: первый — для сообщения с нагнетательным клапаном компрессорного цилиндра; второй — для сообщения с атмосферой. В топке разводили огонь, воздух в рабочем цилиндре нагревался и поднимал рабочий поршень. При своем перемещении этот поршень передавал усилие на механизм отбора мощности и одновременно перемещал поршень компрессора, сжимая находящийся в компрессорном цилиндре воздух. Затем открывалось выхлопное окно, и отработавший горячий воздух из рабочего цилиндра выпускался в атмосферу через теплообменник. Теплообменник был заполнен медной сеткой, и выходящий воздух нагревал эту сетку, отдавая ей тепло, не использованное в рабочем цилиндре. Затем в рабочий цилиндр через теплообменник начинал поступать сжатый воздух из компрессорного цилиндра. Проходя через ячейки сетки теплообменника, воздух нагревался запасенным в ней теплом. Происходил процесс регенерации потерянного тепла. После того как рабочий цилиндр заполнялся, механизм отбора мощности опускал поршень, сжимая заряд. Цикл повторялся.

В описании своего двигателя Д. Эриксон предусматривал возможность работы по замкнутому циклу (без удаления рабочего тела за пределы

двигателя). Вследствие возврата части тепла двигатель Эриксона должен был быть очень экономичным. Однако впоследствии было установлено, что этот двигатель и по мощности, и по экономичности уступал паровым машинам. Поэтому широкого распространения он не получил.

Если внимательно проанализировать рабочие циклы двигателей Стирлинга и Эриксона, то можно было установить следующий факт:

- чтобы эти двигатели работали циклически и совершали полезную работу, то есть с вала отбора мощности снималась механическая энергия, необходимо было не только подводить тепло к рабочему телу (воздуху), но и часть подведенного тепла на определенном этапе отводить от рабочего тела.

Следовательно, нужно было иметь как источник тепла для нагрева рабочего тела, так и приемник тепла для его отвода от рабочего тела (охлаждения). Иногда в качестве приемника тепла служила атмосфера, куда выбрасывалось отработавшее рабочее тело. Как мы уже отмечали, для работы паровой машины также было необходимо не только нагревать рабочее тело, но и отдавать часть тепла от рабочего тела (на определенном этапе) к внешнему приемнику тепла. Можно уже тогда было сделать и практический вывод:

- наличие *источника* тепловой энергии и *приемника* тепловой энергии является обязательным условием работы теплового двигателя (машины) независимо от свойств рабочего тела (воды, воздуха или другого газа).

Это условие будет сформулировано значительно позже великим французским ученым Сади Карно. Таким образом, изобретатели того времени строили тепловые машины эмпирическим путем, но в соответствии с объективными законами природы, хотя было много и таких изобретателей, которые строили противоречащие объективным законам природы двигатели. Эти двигатели никогда не работали. О них мы поговорим позже и ответим на вопрос, почему они не могли совершать полезной работы?

Параллельно паровой турбине многие изобретатели строили газовые турбины. К этому их толкала необходимость уменьшить габаритные размеры паровой турбины. Известно, что для работы паровой турбины по замкнутому циклу (без выброса пара в окружающую среду) требовался конденсатор для конденсации пара, а также специальные градирни (или пруды для охлаждения циркуляционной воды). Правда, паротурбинная установка может работать без конденсатора, выбрасывая пар в атмосферу (как паровой двигатель паровоза). Выброс пара в окружающую среду губительно сказывается на экономичности паротурбинной установки. К тому же использование воды сопряжено с рядом проблем, о которых говорилось ранее. Таким образом, в газовой турбине исключались паровой котел и конденсатор, которые были необходимы в паровой турбине. Это позволяло создать компактный двигатель.

Но у газотурбинной установки (ГТУ) имеются свои недостатки. В паротурбинной установке рабочее тело сжимается после конденсации в жидком состоянии насосом — устройством очень простым, дешевым и эко-

номичным. Работа сжатия в пароводяном цикле незначительна. Работа сжатия воздуха в газотурбинной установке очень велика, обычно больше половины работы, производимой газовой турбиной. Таким образом, изобретатели понимали, что для создания газовой турбины, превосходящей паровую по экономичности, необходимо было решить как минимум одну из главнейших задач, — создать высокоэффективный агрегат для сжатия воздуха (компрессор). Из-за недостаточного развития теории, преимущественно термодинамики и газовой динамики, эта задача в то время была неразрешимой.

И все же были в то время люди, не отягощенные здравым смыслом, которые пытались создать газovou турбину или мечтали о ее создании.

Родоначальником газовой турбины можно считать уже известного нам Герона Александрийского. Имеются сведения, что в одном из его автоматов турбина служила для перемещения символических фигурок на алтаре. Позднее широко применялся «дымовой вертел», представлявший собой турбинное колесо, подобное ветряку. Это колесо устанавливалось в дымоходе печи и вращалось потоком дымовых газов. От вала колеса, обычно через передачу, приводился во вращение вертел для поджаривания мяса. Подобное турбинное колесо описывал уже известный нам Дж. Бранка. «Огненное колесо» Дж. Бранка показано на рис. 1.35. Смесь горячего воздуха и газообразных продуктов сгорания от очага поднималась по вертикальной дымовой трубе, истекая на лопатки турбинного колеса и вращая его. От вала турбинного колеса через зубчатую передачу приводились во вращение вальцы, служившие для прокатки металлических заготовок. Это был самый древний вид газовой турбины, отличающийся исключительной простотой, так как в нем отсутствует устройство для сжатия воздуха (компрессор). Подобные турбины работают на конвективных потоках газа, природа которых чисто гравитационная — нагретый, менее плотный воздух или продукты сгорания вытесняются вверх более тяжелым холодным воздухом. Таким образом, за счет силы тяжести обеспечивается разгон потока воздуха, то есть превращение подведенной теплоты в кинетическую энергию потока, которая в рабочем колесе преобразуется в полезную работу.

Первый патент на газотурбинный двигатель был выдан в 1791 г. англичанину Джону Барберу. В двигателе Барбера топливо получалось путем перегонки из угля, нефти, дерева и других материалов. Горючий газ поршневым компрессором подавался в камеру сгорания, куда таким же компрессором нагнетался воздух. Продукты сгорания поступали в осевую газovou турбину (активную), которая через механическую передачу из цепей и балансиров приводила в движение упомянутые компрессоры.

Двигатель Барбера уже тогда содержал все основные элементы ГТД. Была даже предусмотрена система водяного охлаждения турбины. Однако конструкция отдельных элементов свидетельствует о крайне низком уровне знаний в этой области. Собственно, никакой теории таких двигателей в то время просто не было.

В XIX в. газовая турбина развивалась очень медленно. В 1837 г. француз Брессон запатентовал газотурбинный двигатель, в котором для сжатия

воздуха использовался вентилятор, что было некоторым прогрессом по сравнению с двигателем Барбера.

В 1872 г. немецкий инженер Штольце запатентовал ГТД, очень похожий на современный двигатель. Двигатель Штольце содержал единый ротор, на котором были закреплены лопатки осевого многоступенчатого компрессора и осевой многоступенчатой турбины. Заслуга Штольце состоит в том, что он соединил все элементы в одном двигателе, создал и испытал его. Правда, испытания не дали благоприятных результатов. КПД двигателя был очень низким в связи с неэффективностью компрессора и недостаточно высокой температурой газа перед турбиной.

Компрессор долго был камнем преткновения создателей ГТД, и на первых порах они вообще старались обойтись без него, изобретая бескомпрессорные двигатели. К бескомпрессорным двигателям относятся газовые турбины взрывного действия, в которых сгорание топлива происходит в замкнутом пространстве (замкнутом объеме). Камеры сгорания таких турбин имеют входной и выходной клапаны, закрывающие камеру перед воспламенением топливовоздушной смеси. После воспламенения (взрыва) смеси давление в камере мгновенно увеличивается, и продукты сгорания поступают в турбину. В настоящее время взрывные турбины почти не применяются, хотя исследовательские работы проводятся.

ГТД в дальнейшем продолжали совершенствовать. Еще Штольце начал применять в своем двигателе регенеративный теплообменник. Затем он нашел оригинальный прием охлаждения газовых турбин. Охлаждение газовых турбин необходимо для предотвращения разрушения лопаток турбины из-за высокой температуры потока газа. Воздух, поступающий в камеру сгорания, делился на два потока — первичный и вторичный. Первичный (меньшая часть) поток воздуха смешивался с топливом и участвовал в сжигании. Вторичный поток воздуха смешивался с продуктами сгорания, в результате чего температура газа, поступавшего на турбину, снижалась до допустимой величины. Именно этот способ применяется в современных ГТД для охлаждения продуктов сгорания (в частности, в танковом двигателе ГТД-1250).

К концу XIX в. перед инженерами и изобретателями вырисовались две задачи:

- вооружиться знанием объективных закономерностей природы, то есть теорией;
- воплотить свои замыслы в конструктивные формы на практике.

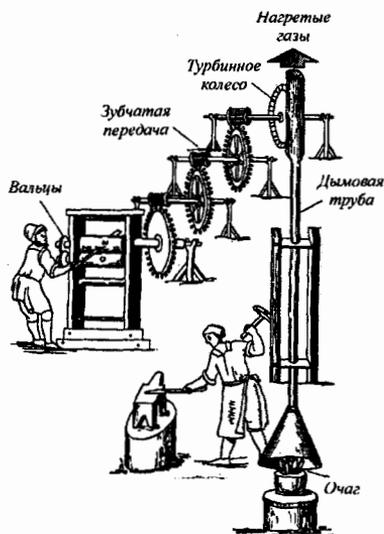


Рис. 1.35. «Огненное колесо» Джованни Бранка

Изобретатели тепловых машин чаще были либо только представителями науки — теоретиками, либо представителями производства — практиками. В то время в вопросах о теплоте и использовании ее в машинах, говоря словами И. И. Ползунова, «...теория многим слабее практики была». Поэтому практики строили тепловые двигатели, которые были способны работать, а теоретики не шли дальше набросков и чертежей или строили неработоспособные машины.

Анализируя историю развития тепловых двигателей в период отсутствия стройного учения о теплоте, можно обнаружить много других тупиковых или малоперспективных, а зачастую и абсурдных направлений, которые привлекают незаслуженно пристальное внимание изобретателей. Одним из таких псевдореальных направлений был поиск двигателя, длительное время работающего без подвода энергии. Такому двигателю предусматривалось дать первоначальный толчок (сообщить некоторое количество энергии), чтобы в дальнейшем он работал длительное время. Так зародилась идея «вечного двигателя». Но, чтобы двигатель совершал работу, от него должна отводиться энергия в механической форме, а так как подвод энергии к нему в дальнейшем не предусматривался, то сейчас понятно, что такие двигатели не могли работать. В то время осознание этого факта было весьма проблематичным. Слишком заманчивыми были идеи.

## 1.6. «ВЕЧНЫЕ ДВИГАТЕЛИ» ПЕРВОГО РОДА, ИЛИ ДВИГАТЕЛИ, КОТОРЫЕ ВЕЧНО НЕ РАБОТАЮТ

Начиная с древних времен, бурно развивалась такая наука, как механика. Этому способствовало создание основ математики, а в дальнейшем — дифференциального и интегрального исчисления (математического анализа). В последующем возникали новые науки: физика, химия, гидравлика и другие, поэтому первые варианты «вечных двигателей» основывались на явлениях, имеющих механическую, электрическую, магнитную и гидравлическую природу. Отметим, что в большинстве из них тепловые явления вообще не предполагалось использовать. Это свидетельствовало о том, что наука о теплоте в своем становлении запаздывала по сравнению с другими науками.

Забегая вперед, отметим, что создание «вечных двигателей», которые вечно и никогда не работают, дало и положительный результат. Действительно: отрицательный результат — тоже результат. Так как «вечный двигатель» никогда не работал, это подталкивало к осознанию следующих научных фактов:

- энергия сама по себе не возникает;
- для непрерывной работы двигателя его необходимо непрерывно «подпитывать» энергией;
- вероятно существование объективного закона природы, в рамках которого только возможно создание работающего теплового двигателя.

Сейчас трудно установить точно — когда, кем и где был предложен самый первый проект «вечного двигателя». В Европе первые известия о «вечном двигателе» связаны с именем одного из выдающихся людей XIII в. — Виллара д'Оннекура, французского архитектора и инженера. Он оставил дошедшую до наших дней «Книгу рисунков» — альбом с записями и чертежами (около 1235–1240 гг.), который хранится в Парижской Национальной библиотеке. В книге приведен рисунок и описание первого из достоверно известных проектов *perpetuum mobile* («вечного двигателя»).

Из текста в сочетании с рис. 1.36 идею изобретения можно понять. При всяком положении колеса грузы на правой стороне будут откинута дальше от оси вращения колеса, чем грузы на левой стороне. Следовательно, правая сторона колеса должна перетягивать левую сторону, тем самым, заставляя колесо вращаться. По мнению изобретателей, колесо должно вращаться до тех пор, пока не выйдет из строя.

Но расчетам изобретателей не суждено было сбыться. Сейчас это легко доказать. Каждый груз благодаря силе тяжести создает момент относительно оси вращения колеса. Этот момент равен произведению веса груза на плечо действия силы тяжести. Плечо действия силы равно кратчайшему (по перпендикуляру) расстоянию от оси вращения до линии действия силы тяжести. Если определить сумму моментов (учитывая их направления действия, то есть, знаки), создаваемых грузами, находящимися как справа, так и слева от оси колеса, то она окажется при некотором положении равной нулю (уравнение моментов). Вся система в некоторый момент времени окажется уравновешенной, и колесо не будет вращаться. Если колесу сообщить некоторое количество энергии в механической форме, то при отсутствии любых видов ее потерь, колесо должно непрерывно вращаться. Для этого не должно быть трения в опорах. Но как только соединить такое колесо с внешней нагрузкой, оно сразу же остановится. Энергия будет отдана этой нагрузке. Следовательно, формально такое устройство не может быть двигателем.

Разумеется, что по этой причине не будет вращаться и колесо, показанное на рис. 1.37. Идея колеса с грузами или тяжелой жидкостью, неравномерно распределенными по окружности колеса, оказалась очень живучей. Она разрабатывалась в самых различных вариантах многими изобретателями в течение почти шести веков и породила целый ряд механических «вечных двигателей».

Все механические «вечные двигатели» средневековья (и более поздних времен) основаны на одной и той же идее, идущей от д'Оннекура, — создании постоянного («вечного» и мнимого) неравновесия сил тяжести на колесе или другом постоянно движущемся под их действием устройстве. Это неравновесие должно было вращать колесо двигателя, а от него приводить в действие машину, выполняющую полезную работу.

По виду груза (рабочего тела) такие двигатели можно разделить на две группы:

- твердотельные (грузы из твердого материала);
- жидкостные (жидкость в качестве груза).

Грузы справа находятся на большем удалении от оси вращения, чем грузы, находящиеся слева

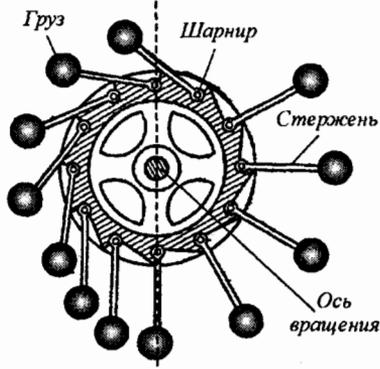


Рис. 1.36. Схема «вечного» двигателя Виллара д'Оннекура

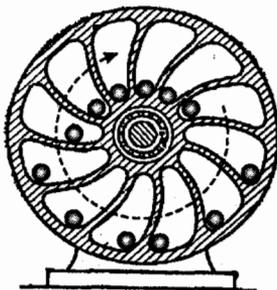


Рис. 1.37. Мнимый «вечный» двигатель с перекатывающимися шарами

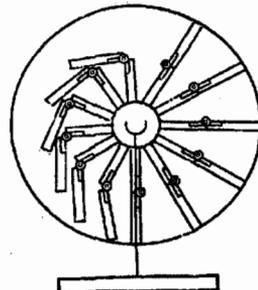


Рис. 1.38. «Вечный» двигатель Мариано ди Жакопо

Описывать все эти двигатели нет необходимости. Ограничимся лишь несколькими, на примере которых можно проследить их эволюцию и ход дискуссий о возможности получения работы.

Примерами первой группы могут служить несколько вариантов «вечных двигателей», разработанных в разное время и в разных местах.

Двигатель (рис. 1.38), описанный итальянским инженером Мариано ди Жакопо в 1438 г., повторяет по существу идею д'Оннекура. Грузы, представляющие собой толстые прямоугольные пластины, закреплены так, что могут откидываться только в одну сторону. Поэтому грузы на правой стороне колеса, находящиеся по горизонтали на большем расстоянии от оси вращения, чем слева, должны всегда поворачивать колесо по часовой стрелке и заставлять его непрерывно вращаться.

На рис. 1.39 показан вечный двигатель, в котором цепь с грузами с одной стороны тяжелее, чем с другой. Это, по мнению изобретателя, должно было заставить «вечно» вращаться колесо.

Еще один вариант «вечного двигателя» (рис. 1.40) был вынесен на титульную страницу трактата «О равновесии тел», изданного Симоном Стевином в Лейдене в 1586 г. Самая длинная грань трехгранной призмы установлена горизонтально, ниже других. Две другие, наклонные, сделаны так, что правая имеет длину вдвое меньшую, чем левая. На призму накинута замкнутая цепь с 14 тяжелыми шарами. Считалось, что четыре шара, находящихся на левой наклонной плоскости, должны были перевесить два шара, находящихся на правой наклонной плоскости. Следовательно, как считал изобретатель, в этом случае должно осуществляться «вечное движение».

Жидкостные механические «вечные двигатели» (вторая группа) принципиально ничем не отличаются от описанных твердотельных «вечных

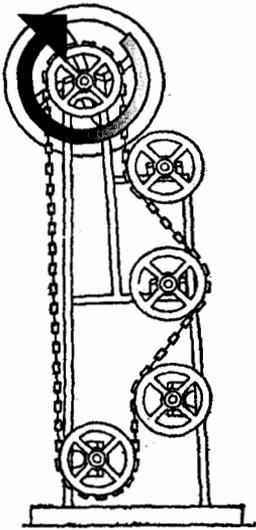


Рис. 1.39. Схема цепного «вечного» двигателя

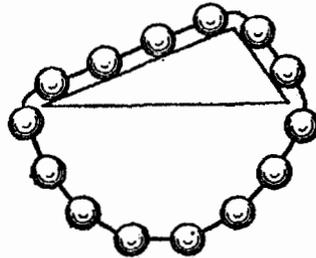


Рис. 1.40. Схема «вечного» двигателя на основе наклонной призмы

двигателей». Разница состоит только в том, что вместо перемещающихся относительно колеса грузов используется жидкость, переливающаяся при его вращении так, чтобы ее центр тяжести перемещался в нужном направлении.

Все такие двигатели в разных видах развивали идею индийского математика и астронома Бхаскара Ачарья (1114–1185 гг.). На рис. 1.41 показана принципиальная схема двигателя, составленная по описанию. В зависимости от положения колеса жидкость переливается либо во внешнюю, либо во внутреннюю часть каждой трубки, создавая, таким образом, разницу веса правой и левой частей колеса. Бхаскара считал, что наполненное таким образом жидкостью колесо, будучи установлено на ось, лежащую на двух неподвижных опорах, будет непрерывно вращаться само по себе. Была даже идея заставить колесо катиться, сделав его в виде барабана, разделенного перегородкой (рис. 1.42). По обе ее стороны должны были заливаться две жидкости разной плотности (например, вода и ртуть).

Были в то время изобретатели, которые сомневались в работоспособности механических «вечных двигателей». Они считали, что двигатель всегда достигнет положения равновесия и остановится. Основанием для такого утверждения служила мысль (вероятно возникшая в результате отсутствия реально действующих «вечных двигателей») о том, что сила тяжести, действующая одинаково на все части устройства, не может стать причиной постоянного нарушения равновесия. Сила тяжести не может производить работу, передаваемую какой-либо машине, использующей ее.

Пока изобретатели механических «вечных двигателей» ломали головы над очередными вариантами своих машин, постепенно развивалась механика. Она вырабатывала новые представления, которые шли дальше античной механики, и позволяли количественно точно определить результат

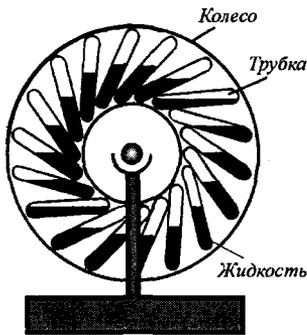


Рис. 1.41. Принципиальная схема «вечного» двигателя Бхаскара

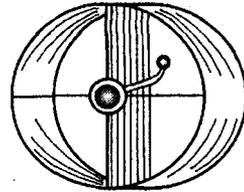


Рис. 1.42. Катящийся «вечный» двигатель

одновременного действия на тело нескольких сил. Тем самым новая наука стала подрывать идейную базу механических «вечных двигателей».

Действительно, если выработано четкое правило, как подсчитать результат действия сил, прилагаемых к колесу (колесам) «вечного двигателя», то всегда легко определить, будет колесо находиться в равновесии или нет. В случае равновесия двигатель работать не сможет. Если же, напротив, будет доказано, что неравновесие будет существовать постоянно, то «вечный двигатель» будет работать. Таким образом, дело сводилось к установлению соответствующего закона механики.

Тучи над механическими «вечными двигателями» сгустились не только со стороны теории. Неудачи с практической реализацией самых разных моделей тоже постепенно делали свое дело, поэтому у некоторых (немногих) изобретателей появлялось разочарование в идее «вечного двигателя».

Вопрос о несостоятельности механических «вечных двигателей» с колесами и грузами был теоретически решен англичанином Джоном Уилкинсом (1599–1658 гг.) и голландцем Симоном Стевиным (1548–1620 гг.), которые создали научную базу, позволяющую показать, что «вечный двигатель» нельзя построить. Тем не менее, отсутствие общей теории, показывающей неосуществимость любого «вечного двигателя», оставляло возможность, как поиска новых решений «вечных двигателей», так и обоснования его существования. Такая ситуация подтолкнула изобретателей к поиску «вечных двигателей», основанных не на механических принципах. По мнению некоторых изобретателей, «вечное движение» могло быть получено на основе магнитных взаимодействий различных тел.

Вероятно, первым магнитным «вечным двигателем» был двигатель, предложенный в 1269 г. Петром Пилигримом (иногда его называют Пьером де Мерикура) из Мерикура. Проект такого двигателя показан на рис. 1.43.

Судя по схеме, двигатель состоит из двух частей — подвижной и неподвижной. Подвижная часть — это стержень, на одном (внешнем) конце которого закреплен магнит, а другой (внутренний) насажен на неподвижную центральную ось. Стержень может двигаться по окружности подобно стрелке часов. Неподвижная часть представляет собой два кольца — наружное и внутреннее, между которыми находится магнитный материал

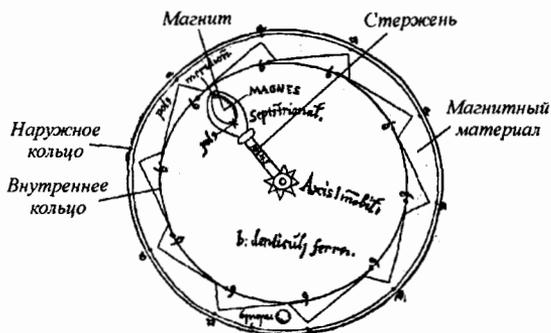


Рис. 1.43. Схема магнитного «вечного» двигателя

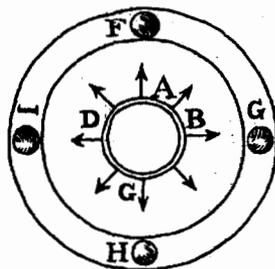


Рис. 1.44. Схема магнитного «вечного» двигателя

с внутренней поверхностью в форме косых зубцов. Конец стержня представлял собой «северный полюс», а концы зубьев на магнитном кольце — «южный полюс».

Автор, по-видимому, полагал, что магнит, установленный на стержне, будет поочередно притягиваться к зубцам магнитов, установленных в кольцевой части, и таким образом совершать непрерывное движение по окружности.

Несмотря на явную неработоспособность такого устройства, сама идея — воспользоваться магнитными силами для создания двигателя, была совершенно новой и очень интересной. Она породила в дальнейшем целое семейство магнитных «вечных двигателей».

На рис. 1.44 представлено схематическое изображение магнитного «вечного двигателя», изобретенного Анастасиусом Кирхером (1602–1680 гг.).

Его двигатель предельно прост. Как видно из рисунка, он состоит из железного круга  $ABCD$ , на котором радиально расположены направленные наружу железные стрелы. По мнению Кирхера этот круг должен был вращаться под действием четырех магнитов  $I, F, G, H$ , расположенных на внешнем кольце.

Остается неясным, почему Кирхер решил, что круг со стрелами будет вращаться? В то время изобретатели уже понимали, что для возникновения движения, необходимо создать неравновесие. У «двигателя» Кирхера его нет.

Более интересный и оригинальный «вечный двигатель» описал Джон Уилкинс в своей книге «Сотня изобретений» (1649 г.). Схема этого двигателя показана на рис. 1.45.

К шаровому магниту, расположенному на стойке, ведут два наклонных желоба. Один прямой, установленный выше, а другой — изогнутый, установленный ниже. Уилкинс полагал, что железный шарик, помещенный на верхний желоб, покатится вверх, притягиваемый магнитом. Так как перед магнитом в верхнем желобе сделано отверстие, шарик провалится в него, скатится по нижнему желобу через его изогнутую часть, снова выскочит наверх и двинется к магниту — и так до бесконечности.

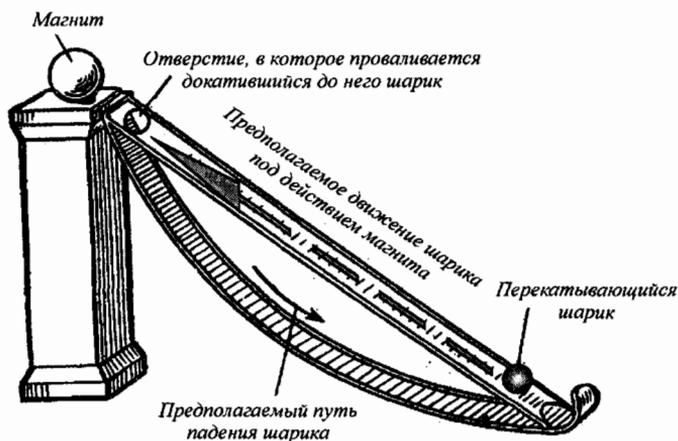


Рис. 1.45. Схема магнитного «вечного» двигателя Д. Уилкинса

Убедившись впоследствии, что такой двигатель нельзя заставить работать, Уилкинс написал: *«Хотя это изобретение на первый взгляд кажется возможным, детальное обсуждение покажет его несостоятельность»*. Тем не менее, в XIX в. все же была найдена возможность «осуществить» устройство с шариком, «вечно» бегущим по двум желобам, в точности соответствующее по внешнему виду магнитному «вечному двигателю», описанному Дж. Уилкинсом. Вариант такого усовершенствованного «вечного двигателя» показан на рис. 1.46.

Верхний желоб изготавливается из двух электрически изолированных одна от другой металлических полос, а вместо постоянного магнита на стойке устанавливается электромагнит, который питается электроэнергией от аккумулятора. Электрическая цепь электромагнита замыкается лишь через шарик и только тогда, когда он находится на верхнем желобе, касаясь обеих полос. Следовательно, шарик притягивается к электромагниту только тогда, когда он находится на верхнем желобе (рис. 1.46, а). Докатившись до отверстия, шарик проваливается на нижний желоб (рис. 1.46, б), размыкает электрическую цепь, тем самым, отключая электромагнит, и скатывается вниз. По инерции шарик возвращается на верхний желоб.

Нетрудно было заметить, что для получения вечного движения, двигателю необходимо вечно сообщать энергию (в рассмотренном выше случае — электрическую). Казалось бы, на основании существования паровых двигателей, в которых подводится извне тепловая энергия, уже можно было бы сделать вывод о необходимости источника энергии в любом случае. Но так как вопросы энергетических превращений в то время еще не были исследованы, наброски «вечных двигателей» продолжали появляться. Не добившись успеха в одном принципиальном направлении, изобретатели «вечных двигателей» переносили свои усилия на другое направление. Большое внимание изобретатели «вечных двигателей» уделяли также гидравлическим двигателям. Базой для создания гидравлических «вечных двигателей» служило водяное колесо.

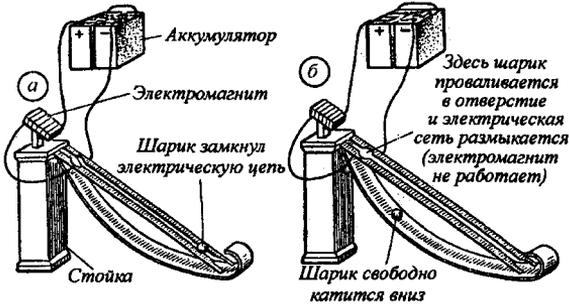


Рис. 1.46. Схема усовершенствованного магнитного «вечного» двигателя

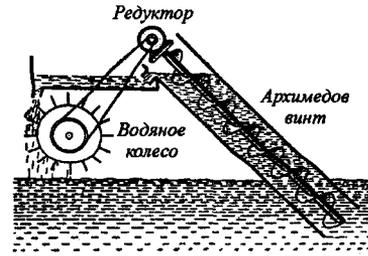


Рис. 1.47. Схема гидравлического магнитного «вечного» двигателя Леонардо да Винчи

Одним из первых изобретателей гидравлического «вечного двигателя» был универсальный гений — Леонардо да Винчи. В его тетрадах был найден эскиз гидравлического «вечного двигателя», который показан на рис. 1.47.

Машина состоит из двух связанных между собой устройств — винта Архимеда и приводного колеса, между которыми установлена чаша, заполняемая водой. Архимедов винт подает воду из нижнего резервуара в чашу. Приводное колесо вращается, приводимое в движение водой, сливающейся из чаши, и крутит архимедов винт через зубчатую передачу. Вместо водяного колеса Леонардо да Винчи употребил водяную турбину, сделав мимоходом одно из своих изобретений. Но со временем он понял, что гидравлическая машина, объединяющая водяной насос и водяной двигатель, работать не будет, если не создана разность уровней воды. Воду, в которой нет разности уровней, он назвал «мертвой водой». Он понимал, что падающая вода может в идеальном случае поднять то же количество воды на прежний уровень и только; никакой дополнительной работы она произвести не может.

Идея о невозможности получения работы «ни из чего» (например, из «мертвой воды») была развита потом Р. Декартом и другими мыслителями, но эти выводы в то время остались незамеченными и не имели силы закона. Всеобщий закон, утверждающий невозможность создания «вечного двигателя», был установлен значительно позже. А пока изобретатели продолжали разрабатывать «вечные двигатели». Так как гидравлические «вечные двигатели», выполненные по схеме «насос + водяное колесо», на практике не работали, появились новые идеи, используя которые, «можно было бы поднять воду с нижнего уровня на верхний без затраты работы, не применяя механический насос».

Первая из идей — применение сифона, используемого для переливания воды или масла из одного сосуда, расположенного выше, в другой, расположенный ниже (рис. 1.48, а).

Сейчас принцип действия сифона зачастую используют автолюбители для заправки бензином или дизельным топливом бака машины. Для этого достаточно иметь резиновый шланг и дополнительную емкость. Единствен-

ное условие работы сифона — полное предварительное заполнение трубки жидкостью.

Поскольку между верхним и нижним сосудами существует разность уровней, высота столба жидкости в длинном колене трубки больше, чем в коротком на величину  $H$ . Столб жидкости в длинном колене под действием силы тяжести будет опускаться вниз, создавая разрежение в трубке. Под действием разрежения в трубке и давления атмосферы вода будет постоянно заполнять трубку непрерывным потоком до тех пор, пока не закончится вода в верхнем сосуде. Логически рассуждая, можно прийти к выводу, что необходимо непрерывно заполнять водой верхний сосуд, создавая вечное движение воды из верхнего сосуда в нижний сосуд. Остается поставить водяное колесо и гидравлический «вечный двигатель» готов. Так возникла идея о возможности использования сифона для наполнения водой верхнего сосуда, то есть работе сифона в другом направлении. Такая парадоксальная идея была выдвинута итальянским архитектором Витторио Зонка. Она заключалась в том, чтобы сделать верхнее (короткое) колено сифона толще — большего диаметра ( $D \gg d$ ), как показано на рис. 1.48, б. В этом случае В. Зонка полагал, что вода в верхнем (толстом) колене, несмотря на его меньшую высоту, перевесит воду в нижнем (тонком) колене и сифон потянет ее в противоположном направлении — из нижнего сосуда в верхний сосуд.

Разумеется, эта оригинальная машина работать не могла, так как по законам гидравлики направление движения жидкости в сифоне зависит только от высоты столбов жидкости и не зависит от их диаметра. Однако в те времена четкого представления об этом у практиков не было.

Не все известные в то время положения гидравлики были поняты многими учеными и инженерами, по-прежнему считавшими, что чем шире сосуд, тем больше давление содержащейся в нем жидкости. Жертвами подобных заблуждений были иногда даже люди, работавшие на самом переднем крае современной им науки и техники. Примером тому служит сам Дени Папен — изобретатель паровых машин с цилиндром и поршнем.

Идея «вечного двигателя» Д. Папена очень проста — это, по существу, перевернутая «вверх ногами» труба В. Зонки (рис. 1.49, а). Поскольку в широкой части сосуда вес воды больше, его сила должна превосходить силу веса узкого столба воды в тонкой трубке. Поэтому Д. Папен считал, что «вода будет постоянно сливаться из конца тонкой трубки в широкий сосуд. Остается только поставить под струю водяное колесо и вечный двигатель готов».

Очевидно, что на самом деле так не получится. Поверхность жидкости в тонкой трубке установится на том же уровне, что и в толстой, так как в любых сообщающихся сосудах (рис. 1.49, б) однородная жидкость устанавливается на одном уровне.

Судьба этой идеи Д. Папена была той же, что и других вариантов гидравлических «вечных двигателей». Убедившись в том, что реализовать свою идею невозможно, Д. Папен занялся полезным делом — паровой машиной, о которой говорилось ранее.

В дальнейшем было предложено еще много гидравлических «вечных двигателей» с другими способами подъема воды, в частности капиллярных

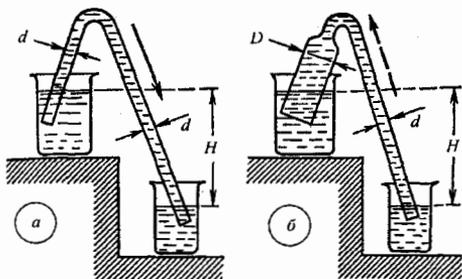


Рис. 1.48. Схема сифонного «вечного» двигателя

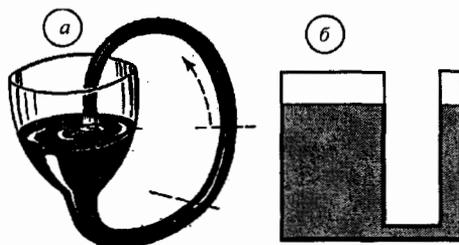


Рис. 1.49. Модель гидравлического «вечного» двигателя Д. Папена

и фитильных (что, собственно, одно и то же). Действительно, поднять жидкость на определенную высоту таким путем можно, но те же силы поверхностного натяжения, которые обусловили этот подъем, не дадут жидкости стекать с фитиля (или капилляра) в верхний сосуд.

На рис. 1.50 показан относящийся к концу XIX в. «вечный двигатель», в котором реализована капиллярно-фитильная идея.

Жидкость из нижнего резервуара под действием сил поверхностного натяжения должна была подниматься по фитилю и стекать в верхний резервуар, из которого, уже самотеком, направлялась бы на колесо. Под действием силы тяжести воды колесо должно было бы вращаться. Попытка запустить двигатель успеха не имела. Ошибка заключалась в следующем: силы поверхностного натяжения, которые поднимают воду по фитилю, не дадут ей стекать в верхний резервуар.

Наконец, на рис. 1.51 показан гидравлический (поплавковый) «вечный двигатель», который был предложен американцем Г. Готцем. Двухколенная трубка круглого сечения заполнена двумя несмешивающимися жидкостями разной плотности (например, ртутью и водой). Трубы заполнены шарами, плотность которых такова, что они всплывают даже в более легкой жидкости. По мнению автора, шары в правом колене будут постоянно (под действием веса тех трех шаров, которые находятся над жидкостью) проталкиваться в левое колено трубы и всплывать там. Очередной всплывший в левом колене шар должен сваливаться на колесо, приводя его в движение своим весом, и возвращаться в правое колено.

Из этой идеи опять ничего не получилось, так как тяжелая жидкость, несмотря на более низкий ее уровень, выталкивает шары с той же архимедовой силой, с которой это делает легкая жидкость. В обоих коленах уровни жидкости автоматически устанавливаются так, что эти силы взаимно уравниваются и устройство не работает.

Подводя итог рассмотрению самых разных моделей «вечных двигателей», можно сделать вывод, что все они, в конечном счете, основаны на принципе «произвожу нечто из ничего». Это «нечто» — работа, которую пытались получить изобретатели «вечного двигателя», неизбежно оборачивалось ничем. Постепенно изобретатели «вечного двигателя» убедились в бесполезности своего занятия. Они эмпирическим путем приходили к выводу, что двигателю обязательно нужна была энергетическая подпитка.

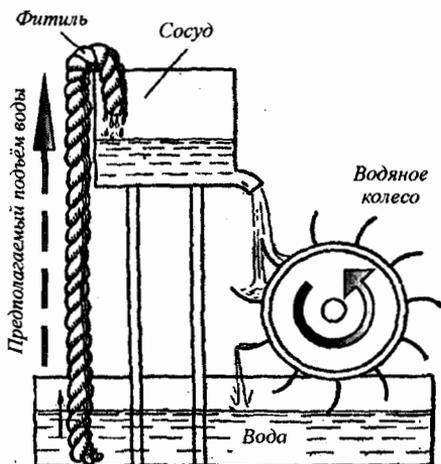


Рис. 1.50. Капиллярно-фитильный «вечный» двигатель

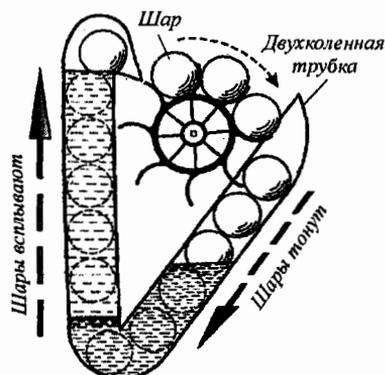


Рис. 1.51. Схема гидравлического «вечного» двигателя

Тем не менее, были и такие изобретатели «вечного двигателя», которые, понимая невозможность создания такого двигателя, шли на различные подлоги, лишь бы получить громкую славу и большие деньги. Эти изобретатели прибегали к использованию постороннего источника энергии, надежно спрятанного от посторонних наблюдателей.

Одним из таких шарлатанов науки был немец Эрнст Бесслер (Орфиреус). Созданная им машина с помощью команды людей приводилась в движение из спальни в замке Вейсенштейн через специальную передачу. Команда состояла из служанки, брата и жены (а иногда и самого Орфиреуса). Тайну двигателя Орфиреуса выдали его служанка и жена, проговорившись друзьям.

Таким образом, «вечные двигатели» вообще таковыми быть не могут.

Рассмотренные выше двигатели в технической литературе сейчас называют «вечными двигателями 1-го рода» или «perpetuum mobile» (сокращенно ррм-1). Почему 1-го рода? Значит, есть «вечные двигатели 2-го рода» и так далее? На эти вопросы мы дадим ответ значительно позже.

При изучении истории развития тепловых двигателей (а также «вечных двигателей») возникает вопрос: чем объяснить поразительную «слепоту» и странный образ действий многих весьма образованных и, главное, талантливых людей, возникающие каждый раз, как только дело касается изобретения «вечного двигателя»?

Прежде всего это объясняется отсутствием в то время правильной научной теории энергетических превращений. Слабо были изучены тепловые явления, а имевшиеся в то время знания были разрозненными. Дальнейшее развитие тепловых двигателей без глубокой теоретической и экспериментальной проработки было невозможным.

Как видно из изложенного выше, первые научные представления о теплоте возникли очень давно — на самих ранних этапах человеческой истории, отраженной в письменных источниках. Однако термодинамика,

как наука, в своем современном виде берет начало с XVII в., когда систематически начали проводить экспериментальные исследования. Появление паровой машины совершило революцию в научном познании тепловых явлений. Важнейшие открытия на рубеже XIX—XX вв. привели к созданию современной термодинамики.

*Термодинамика — это научная дисциплина и отрасль техники, описывающая научные методы получения тепловой энергии, преобразования ее в другие виды энергии, распределения, транспортирования, использования теплоты с помощью тепловых машин, аппаратов и устройств.*

## **ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ**

1. Почему первые тепловые машины назывались пароатмосферными?
2. Почему пароатмосферную машину И. И. Ползунова иногда называют первой универсальной тепловой машиной?
3. Поясните физический смысл введения Дж. Уаттом в конструкцию пароатмосферной машины отдельного конденсатора водяного пара.
4. Чем отличается вторая паровая машина Дж. Уатта от первой?
5. Какую форму имеет сопло Лавала и почему?
6. Объясните принцип действия одноступенчатой паровой турбины.
7. Какие преимущества имеют многоступенчатые турбины перед одноступенчатыми турбинами.
8. Объясните принцип действия двигателя Стирлинга.
9. Можно ли построить «вечный двигатель»? Роль «вечных двигателей» в становлении науки о тепловых машинах.

## МАТЕРИЯ И ЭНЕРГИЯ

### 2.1. ПРЕДМЕТ И МЕТОД ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

Пожалуй, единственное, что постоянно в нашем мире, — это изменения. Все окружающее дает многочисленные примеры изменений, происходящих в нас самих и в нашем окружении.

Понимание изменений тесно связано с пониманием природы и строения материи. Материя является физическим материалом Вселенной; это — нечто, занимающее пространство и имеющее массу. Термодинамика, как наука, имеет дело, прежде всего, с веществом и происходящими в нем изменениями под действием энергетических взаимодействий.

Главная цель любой науки, в том числе и термодинамики, — выделение общих закономерностей протекания сложных явлений, регистрируемых нашими органами чувств, и классификация этих явлений в соответствии с обнаруженными общими закономерностями, то есть упорядочение того, что мы часто называем «окружающим нас миром».

С помощью наблюдений и различного рода моделей ученые пытаются понять существующие в нашем мире законы. Предположительное их объяснение называют *гипотезой*. Гипотеза приносит пользу только в том случае, если на ее основе удастся делать предсказания, которые можно проверить дальнейшими экспериментами и таким образом подтвердить или опровергнуть. Гипотеза, которая выдержала такие многократные проверки, называется *теорией*. Теория может служить для объединения фактов, разбросанных в широкой области, а также быть основой для объяснения многих законов.

Никакую гипотезу или теорию нельзя раз и навсегда подвергнуть таким испытаниям, чтобы она стала абсолютно достоверной. В то же время, гипотезу или теорию можно опровергнуть с помощью экспериментальных результатов, которые не согласуются с ней. От такого рода опровержений, позволяющих исключить ошибочные гипотезы и теории, зависит развитие науки.

Некоторые краткие, но общие утверждения относительно характера явлений природы, ученые называют *законами* (таковыми, например, являются законы И. Ньютона).

Для того чтобы иметь право называться законом, утверждение должно выдержать экспериментальную проверку в широком классе наблюдаемых явлений. Можно сказать, что закон вносит объединяющее начало для

многих наблюдений. В законе на основе наблюдений формулируется общее (объединяющее) свойство определенной группы (класса) явлений. Достаточно общее утверждение для некоторого класса явлений также является законом, но только частным (локальным, не всеобщим). В электротехнике закон Ома является частным (локальным) законом, так как он справедлив только в рамках электрических явлений. А вот закон сохранения энергии, который мы изучим в дальнейшем, является всеобщим, так как он справедлив для всех явлений природы.

Научные законы являются описательными. Они не утверждают, какими должны быть явления природы, а лишь описывают действительный характер явлений природы. Законы природы являются объективными, то есть существующими вне зависимости от сознания человека.

Так же как и теории, законы не могут быть проверены в бесконечном числе возможных частных случаев. Законы могут иметь как всеобщий характер (например, первый закон термодинамики — закон сохранения энергии), так и частный характер (например, второй закон термодинамики). Таким образом, слово «закон» используется в тех случаях, когда его применимость проверена в широком классе явлений и имеется четкое представление о том, каковы ограничения и область применимости данного закона. Так, например, второй закон термодинамики справедлив только в рамках описания *циклических* процессов тепловых машин.

Как и в любой другой науке, основу термодинамики составляют фундаментальные законы (начала), которые обобщают закономерности существующих в природе явлений. Законы теплотехники (термодинамики) не являются следствием каких-то гипотез о строении материи и механизме передачи энергии. Они характеризуют только общие закономерности ее превращения в макроскопических системах (системах, состоящих из огромного числа микрочастиц), чем обеспечивается их общность. Достоверность этих законов подтверждена всем опытом развития естественных наук.

Термодинамика (происходит от слов «термо» и «динамика») — наука, в которой изучаются физические свойства макроскопических систем (тел и полей) на основе анализа возможных в этих системах превращений энергии без обращения к их микроскопическому строению.

Это определение более широко толкует понятие термодинамики как науки. Приведем ряд других определений, которые позволяют получить более глубокое и понятное представление о термодинамике.

*Термодинамика* — это наука, представляющая собой наиболее общее учение об энергии и способах ее передачи.

*Термодинамика* — наука о превращениях различных видов энергии из одного в другой, о наиболее общих макроскопических свойствах материи.

*Термодинамика* — как раздел физики, изучает закономерности преобразования энергии в различных процессах, сопровождающихся тепловыми явлениями, а также свойства тел, которые участвуют в этих преобразованиях.

Таким образом, *термодинамика* изучает законы превращения энергии любого вида в различных процессах, происходящих в макроскопических системах (то есть, не на уровне элементарных частиц, из которых состоят материальные тела) и сопровождающихся тепловыми эффектами.

Система (материальное тело) считается *макроскопической*, если ее размеры несоизмеримо больше размеров молекул и атомов.

Физические свойства макроскопических систем изучаются статистическими и термодинамическими методами. Статистический метод основан на использовании теории вероятностей и определенных моделей строения этих систем и представляет собой содержание статистической физики. В статистической термодинамике свойства макроскопических тел (размеры тел в той или иной степени можно измерить непосредственно органами наших чувств) вычисляются исходя из модельных представлений о строении вещества (например, идеальный газ рассматривается как совокупность не взаимодействующих частиц, твердое тело — как идеальная кристаллическая решетка). Макроскопические свойства получают статистическим усреднением действия всех частиц, составляющих тело. Статистический метод позволяет проникнуть в физическую сущность изучаемых явлений и вычислить значения физических свойств конкретных веществ.

Термодинамический метод не требует привлечения модельных (на уровне элементарных частиц) представлений о структуре вещества и является *феноменологическим* (то есть рассматривает «феномены» — явления в целом). При этом все основные выводы термодинамики можно получить методом дедукции (от общего к частному). Например, требуется исследовать поведение электрической лампочки в зависимости от положения выключателя. Если выключатель включен, то лампочка горит (если она исправна). Здесь мы не вдаемся в те явления, которые происходят в проводниках и других устройствах электрической цепи. Реально нам известно, что по электрической цепи движутся электроны (невидимые частицы). Но их движение нас сейчас не интересует. Для описания их движения нам пришлось бы использовать статистические методы.

Для решения сложных научных и инженерных задач при описании свойств реального газа плодотворным оказалось сочетание термодинамического (феноменологического) метода с методами молекулярной и статистической физики.

Как известно, исторически термодинамика возникла в XIX в. в связи с необходимостью изучения процессов превращения теплоты в работу в паровых машинах<sup>1</sup>. В XX в. термодинамика, как наука, охватила уже значительно больший круг вопросов. В настоящее время термодинамический метод исследования широко применяется в различных областях физики, химии, биологии и многих других науках и отраслях техники.

В зависимости от круга рассматриваемых вопросов и целей исследования термодинамику условно подразделяют на:

- физическую (разрабатывает метод и применяет его для изучения фазовых превращений, термоэлектрических и магнитных явлений, излучения, поверхностных явлений и других);
- химическую (занимается приложениями законов термодинамики к химическим и физико-химическим процессам: изучению тепловых эффек-

<sup>1</sup> Правильнее сказать, процессов преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму.

тов химических реакций, химического равновесия, фазового равновесия);

- техническую (занимается приложениями законов термодинамики в теплотехнике: разработке теории тепловых двигателей и холодильных машин и так далее);
- биологическую;
- релятивистскую и другие.

Техническая термодинамика устанавливает закономерности взаимного преобразования различных видов энергии, передачи этих видов энергии в форме теплоты и работы. Для этого она изучает свойства газов и паров (рабочих тел) и процессы изменения их состояния; устанавливает взаимосвязь между тепловыми, механическими и химическими процессами, протекающими в тепловых двигателях и холодильных установках. Одна из основных ее задач — отыскание наиболее рациональных способов преобразования энергии, а также ее передачи в форме теплоты и работы.

Процессы передачи энергии в форме теплоты и работы составляют основу существования природы.

## 2.2. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ И ПОЛОЖЕНИЯ

### 2.2.1. Материя и энергия

Как и всякая теория, термодинамика обладает своим понятийным аппаратом. Понятия — язык теории, но в отличие от слов обычного языка научные понятия не допускают омонимии. Во всяком случае, они должны быть определены так, чтобы не возникало неоднозначности в их толковании. Строгость определения понятий — необходимое условие корректности логических построений и вытекающих из них выводов. Справедливо и обратное: по мере того, как теория все более точно и полно описывает свой предмет — совершенствуется и понятийный аппарат. В этом отношении классическая термодинамика — одна из самых совершенных физических теорий, поэтому ясное представление об основных ее понятиях является существенным моментом в понимании самой теории и конструктивного ее применения в практической деятельности.

Из курса физики известно, что любой отдельно взятый предмет в природе называется *физическим телом* (по имени науки, изучающей их свойства). Известно также, что все тела материальны. Под материей понимается вещество, из которого состоит тело. Одно из важнейших свойств материи заключается в том, что она всегда и везде находится в состоянии движения. Поэтому и говорят, что материя и движение неотделимы друг от друга. Как материя не может существовать без движения, так не может быть движения без материи. Хотя формы движения материи разнообразны, их условно можно разделить на две формы — видимую и невидимую. Распространенной видимой формой движения материи является движение всего тела в целом, когда изменяется его положение относительно других тел, условно считаваемых неподвижными (механическая форма движения материи).

Распространенной невидимой формой движения материи является беспорядочное движение структурных частиц, составляющих тело.

Возникает вопрос, что является движущей силой материи? Где тот источник видимых и невидимых изменений?

На протяжении длительного исторического развития человек что-то перемещал, строил, разрушал и так далее. Мы говорим, что он работал. Пока в термин «работа» мы будем вкладывать обычный смысл из нашей повседневной жизни. Для этого человек использовал силу мускулов. Известно, что путем трения палочек первобытный человек добывал огонь. Постепенно люди научились использовать животных, ветер, воду и огонь, чтобы с их помощью выполнять более трудоемкую работу. Паровая машина положила начало промышленной революции. Она позволила перейти от пешего и гужевого перемещения к автомобильному транспорту. Все машины выполняли определенную работу. Если внимательно посмотреть на человека и проанализировать его деятельность, то можно заметить, что ему «что-то» нужно для работы. И это «что-то» поступает в организм человека вместе с пищей. Когда человек работает, то он устает. В этом случае это «что-то» его покидает и требует своего восполнения. Когда работают паровая машина, двигатель внутреннего сгорания, перемещается судно, летит самолет, то им также «что-то» нужно. Без этого «что-то» нет движения, нет жизни на Земле. Это «что-то», всегда требуемое для выполнения работы, которое является общим и для человека, и для животного, и для паровой машины, и для двигателя внутреннего сгорания, и для других машин было названо *энергией*. Весь живой и неживой мир — это материальные тела. Таким образом, материя — это то, что наполняет Вселенную, а энергия — то, что движет материю.

Так что же такое энергия? Ее нельзя увидеть, потрогать или понюхать, как какое-нибудь вещество; она представляет для нас все более абстрактное понятие. Понятие «энергия» является одним из наиболее важных в науке. Однако мы не можем дать простого и, в то же время, достаточно строгого и полного определения энергии всего лишь в нескольких словах.

Впервые понятие «энергия» появилось еще у Аристотеля, как обозначение некоего деятельного начала, но оно имело тогда чисто философское значение и никаких количественных оценок не предполагало.

Ввел этот термин в физику и придал ему точный смысл английский механик Т. Юнг (1773–1829 гг.) в «Лекциях по естественной философии» (1807 г.). Это было сделано им применительно к механическому движению, но первый шаг к широкому использованию термина состоялся.

В дальнейшем, особенно после работ У. Ренкина, У. Томсона (впоследствии — лорд Кельвин), общий термин «энергия» стал постепенно вытеснять в литературе все другие (например, «живая сила»), становясь единственным для обозначения общей меры движения материи.

Вообще говоря, основным достижением науки XIX в. явилось признание «энергии» как наиболее общего понятия, позволяющего рассматривать с единой точки зрения все явления и процессы. Впервые центральное место в физике заняло совершенно абстрактное понятие; оно пришло на смену введенному еще во времена И. Ньютона (XVII в.) понятию «силы» — на

первый взгляд более конкретному и «осязаемому» и к тому же успешно «математизированному» Ньютоном.

Что кроется за понятием «энергия» — трудно объяснить, хотя мы интуитивно что-то предполагаем. Без этого понятия, а точнее, — той физической сути, которая кроется за этим понятием, современная наука практически невозможна. Невозможно также целенаправленное преобразование материального мира. Без понятия энергии наука была бы в таком состоянии, в каком человечество оказалось бы без колеса.

Сегодня понятие энергии настолько прочно вошло в нашу жизнь, что трудно представить себе истинный масштаб интеллектуального достижения, заключавшегося в формулировке этого понятия; не менее трудно и дать ему точное определение. Не вдаваясь в детали, будем пока считать, что понятие энергии интуитивно ясно и адекватно отражается в следующем определении: «Энергия — это физическая мера способности изучаемого объекта (тела) совершать работу».

После того, как приобрело однозначный смысл понятие «энергия», были уточнены и приобрели однозначный смысл понятия «работа» и «теплота». Если термин «работа» сравнительно быстро приобрел четкий смысл благодаря большей наглядности механического (видимого) движения материи, то с понятием «теплота» было гораздо сложнее и даже трагичнее.

Энергия существует в различных формах, например:

- механической (энергия механического движения и взаимодействия тел или их частей);
- тепловой (энергия хаотического движения всех микрочастиц системы (молекул, атомов, ионов) и взаимодействия этих частиц);
- магнитной (энергия магнитного поля);
- электрической (энергия электрического поля);
- ядерной (внутренняя энергия атомного ядра, связанная с движением и взаимодействием образующих ядро нуклонов).

Предметом нашего изучения будет механическая и внутренняя энергия, а также процессы, связанные с ее взаимным преобразованием. Глубокое изучение этих видов энергии позволит уяснить принцип работы всех тепловых машин, применяемых в наземных, воздушных и надводных транспортных средствах, а также осмыслить физическую сущность работы машин, используемых в некоторых смежных отраслях промышленности.

Как известно, механическая энергия, в свою очередь, бывает двух видов:

- кинетическая энергия;
- потенциальная энергия.

Рассмотрим в отдельности каждый из этих видов (форм) энергии.

### 2.2.2. Кинетическая энергия

Движущееся тело может совершать работу (более глубокое понимание термина «работа» будет дано позже) над другим телом, с которым оно соударяется. Летящий снаряд совершает работу над кирпичной стенкой,

которую он проламывает; движущийся молоток производит работу по забиванию гвоздя. В любом из этих случаев движущееся тело действует с определенной силой на другое тело и перемещает его на некоторое расстояние. Движущееся тело обладает способностью совершать работу, поэтому можно говорить, что оно обладает энергией. Эту энергию механического движения называют *кинетической энергией*.

Из курса физики известно, что тело массой  $m$ , движущееся со скоростью  $V$ , если его остановить, может совершить работу, равную:  $W = 1/(2mV^2)$ .

Поэтому величину  $W$  определяют как кинетическую энергию (КЭ) поступательного (трансляционного) движения тела:

$$\text{КЭ} = E_k = \frac{mV^2}{2}. \quad (2.1)$$

Это определение кинетической энергии дает количественный смысл представлению об энергии, как способности совершить работу. Таким образом, движущееся тело может совершать работу. Верно, и обратное утверждение: чтобы тело приобрело кинетическую энергию, над ним необходимо совершить работу.

Известно также, что полная работа, произведенная над телом, равна изменению его кинетической энергии.

Это утверждение в механике иногда называют *теоремой о связи работы и энергии*. Эта связь выражается следующим равенством:

$$W = \frac{mV_2^2}{2} - \frac{mV_1^2}{2} = \Delta \text{КЭ}. \quad (2.2)$$

Соотношение между работой и кинетической энергией можно рассматривать с двух точек зрения. С одной стороны, если над телом совершается работа, то его кинетическая энергия увеличивается. С другой стороны, если у тела имеется кинетическая энергия, оно может совершить работу над каким-либо другим телом, и если это происходит, то его собственная кинетическая энергия убывает. Поясним это на следующем примере. Пусть имеется два одинаковых шарика массой  $m$  каждый, движущихся в одном направлении с разными скоростями  $V_1$  (скорость первого шарика) и  $V_2$  (скорость второго шарика). Причем  $V_2 > V_1$ . С течением времени второй шарик догонит первый и разгонит его до некоторой скорости  $V_{1,x}$ . Кинетическая энергия первого шарика до его столкновения со вторым была бы равна  $E_{k1} = (mV_1^2)/2$ , а второго  $E_{k2} = (mV_2^2)/2$ .

Так как  $V_2 > V_1$ , то  $E_{k2} > E_{k1}$ . После столкновения скорость первого шарика увеличится с  $V_1$  до  $V_{1,x}$  ( $V_{1,x} > V_1$ ), а второго — уменьшится с  $V_2$  до  $V_{2,x}$  ( $V_{2,x} < V_2$ ). Определим энергии обоих шариков после столкновения, для чего запишем следующие зависимости:

для первого шарика

$$E_{k1,x} = \frac{mV_{1x}^2}{2}, \quad (2.3)$$

для второго шарика

$$E_{k2,x} = \frac{mV_{2x}^2}{2}. \quad (2.4)$$

Определим работу второго шарика над первым (точнее, определим количество энергии, переданной в форме работы от второго шарика к первому):

$$W_2 = \Delta E_{k2} = E_{k2,x} - E_{k2} = \frac{mV_{2x}^2}{2} - \frac{mV_2^2}{2}. \quad (2.5)$$

Изменение кинетической энергии первого шарика составит:

$$W_1 = \Delta E_{k1} = E_{k1,x} - E_{k1} = \frac{mV_{1x}^2}{2} - \frac{mV_1^2}{2}. \quad (2.6)$$

Таким образом, второй шарик совершил работу над первым шариком, отдав ему, часть своей кинетической энергии  $\Delta E_{k2}$ . Отсюда уже можно сделать вывод, что работа — это та же энергия, но в процессе перехода от одного тела к другому, то есть работа есть способ передачи энергии. Поскольку  $V_{2,x} < V_2$ , то из соотношения (2.5) получается, что второй шарик совершил отрицательную работу над первым шариком, так как

$$W_2 = \Delta E_{k2} = E_{k2,x} - E_{k2} < 0.$$

Работа получается отрицательной. Но работа, это та же энергия, только в процессе передачи. Энергия не бывает отрицательной. Рассуждая аналогично, убеждаемся, что для первого шарика

$$W_1 = \Delta E_{k1} = E_{k1,x} - E_{k1} > 0, [V_{1x} > V_1].$$

Что означает отрицательное значение работы  $W_2$  или изменение кинетической энергии  $\Delta E_{k2}$ ? Тело может или иметь энергию, или не иметь. Энергия не может быть отрицательной величиной. Поскольку работа также является энергией, но в процессе перехода от одного тела к другому, то она также либо есть, либо ее нет (работа также является положительной величиной). Если тело не обладает кинетической энергией, мы говорим, что она равна нулю. Если энергия от одного тела не передается другому, то работа в этом случае равна нулю (кинетическая энергия может передаваться только посредством работы). Знак «минус» означает то (и только то), что энергия рассматриваемого тела убывает, то есть тело посредством работы отдает свою энергию другому телу. Знак «плюс» означает, что энергия рассматриваемого тела возрастает за счет убыли энергии у первого тела. Таким образом, знаки показывают, от какого к какому телу передается энергия. Если изменение энергии равно нулю ( $\Delta E_k = 0$ ), то энергия не передается, работа не совершается. Следует заметить, что изложенное выше положение справедливо лишь в идеальном случае, когда нет каких-либо потерь энергии. Реально всегда имеются потери энергии. О причинах, вызывающих потери энергии, мы поговорим позже.

Теорема о связи работы и кинетической энергии справедлива не только для одномерного случая движения под действием постоянной силы. Эта теорема справедлива и для случая переменной силы, когда движение происходит в двух или трех измерениях.

Сравнивая выражения (2.1) и (2.2) видим, что они аналогичны. Эти выражения показывают, что работа и энергия непосредственно связаны друг с другом. Следовательно, работа и энергия должны иметь те же единицы измерения. В системе СИ единицей энергии и работы является *джоуль*

(Дж). Таким образом, на основании зависимости (2.1) можно установить, что 1 Дж — это кинетическая энергия тела массой 2 кг движущегося со скоростью 1 м/с:

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} (2 \text{ кг}) \cdot \left(1 \frac{\text{м}}{\text{с}}\right)^2 = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2} = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \cdot \text{м} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м} = 1 \text{ Дж}.$$

Как известно, тело может двигаться не только поступательно, но и совершать вращательное или плоскопараллельное движение. Если тело вращается вокруг неподвижной оси, то говорят, что оно обладает кинетической энергией вращения.

Представим вращающееся тело, состоящее из очень небольших частиц, каждая из которых имеет массу  $m_i$ . Если  $R_i$  — расстояние (по перпендикуляру) от оси вращения до любой такой частицы, то линейная скорость  $i$ -ой частицы равна  $V_i = \omega \cdot R_i$ . Полная кинетическая энергия всего тела равна сумме кинетических энергий всех составляющих ее частиц:

$$KЭ = \sum \left( \frac{1}{2} m_i V_i^2 \right) = \frac{1}{2} \sum (m_i R_i^2) \omega^2, \quad (2.7)$$

где  $\omega$  — угловая скорость вращения тела (для всех частиц одинаковая).

Поскольку  $\sum m_i R_i^2 = I$  — это момент инерции тела, то мы видим, что кинетическая энергия тела, вращающегося вокруг неподвижной оси, как и следовало, ожидать, равна

$$KЭ = E_k = \frac{1}{2} I \omega^2, \text{ [ось неподвижна]}. \quad (2.8)$$

Если ось вращения не закреплена, то выражение для кинетической энергии может принимать более сложный вид.

В случае плоскопараллельного движения тела его кинетическая энергия определяется по формуле

$$KЭ = E_k = \frac{1}{2} m V_{\text{ЦМ}}^2 + \frac{1}{2} I_{\text{ЦМ}} \omega^2, \quad (2.9)$$

где  $m$  — масса тела;  $V_{\text{ЦМ}}$  — скорость движения центра масс (ЦМ) тела;  $I_{\text{ЦМ}}$  — момент инерции тела относительно оси, проходящей через ЦМ перпендикулярно плоскости движения;  $\omega$  — угловая скорость вращения тела.

Таким образом, кинетическая энергия вращения тела вокруг неподвижной оси с угловой скоростью  $\omega$  определяется из уравнения (2.8), а если тело одновременно вращается и движется поступательно, то его полная кинетическая энергия определяется из уравнения (2.9).

Многие из личного опыта знают, что если подбросить мяч вверх с некоторой скоростью (сообщить ему кинетическую энергию), то он быстро остановится и затем упадет обратно. Возникает вопрос: «Куда исчезла кинетическая энергия мяча в верхней точке, когда он остановился ( $E_k = 0$ )?» Мяч механически не взаимодействовал с другими телами, следовательно, не совершал работы (работа по преодолению сил гидродинамического сопротивления воздуха ничтожно мала). Для поиска ответа на этот вопрос рассмотрим следующий вид механической энергии — потенциальную энергию.

### 2.2.3. Потенциальная энергия

Энергия тела обусловлена не только движением, но и его положением в пространстве и формой. Такую энергию называют *потенциальной* энергией (ПЭ).

Потенциальной энергией обладает, например, заведенная пружина часов (энергия упругой деформации (ЭУД)). При своем раскручивании она совершает работу и передвигает стрелки часов. Сама пружина приобрела потенциальную энергию благодаря тому, что над ней совершил работу человек, заводивший ее.

Возможно, самым привычным примером потенциальной энергии является гравитационная потенциальная энергия. Массивное тело, поднятое высоко вверх, имеет потенциальную энергию благодаря своему положению. Оно обладает способностью совершать работу, поскольку, если его освободить, оно упадет на землю и сможет совершить работу (например, забить в землю торчащий стержень). Определим теперь количественно гравитационную потенциальную энергию тела вблизи поверхности земли. Поднимем тело массой  $m$  вертикально вверх на высоту  $h$  (рис. 2.1). Для этого к телу необходимо приложить силу, как минимум, равную  $G = mg$  (например, со стороны ладони). Следовательно, человек должен совершить работу, равную  $W_g = Gh = mgh$ . Если затем позволить телу свободно падать под действием силы тяжести и при падении загнать в землю стержень, то это означает, что тело совершит над стержнем работу  $W_g = mgh$ . Таким образом, поднятое на высоту  $h$  тело массой  $m$  обладает способностью производить работу, равную  $W_g = mgh$ .

Предположим, что вместо движения вверх по вертикали, тело следует по некоторой произвольной кривой траектории в плоскости  $XOY$  (рис. 2.2). Оно начинает движение в точке с ординатой (высотой)  $y_1$  и достигает высоты  $y_2$ , причем  $y_2 - y_1 = h$ .

Вычислим работу  $W_g$ , совершаемую в этом процессе силой тяжести  $G$ :

$$W_g = \int_1^2 mg \cdot \cos \alpha dl. \tag{2.10}$$

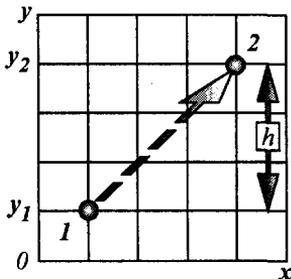


Рис. 2.1. Изменение потенциальной энергии тела при его подъеме

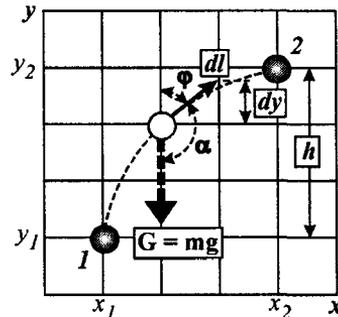


Рис. 2.2. Изменение потенциальной энергии тела в поле тяготения Земли

Обозначим через  $\varphi = 180^\circ - \alpha$  угол между вектором перемещения  $dl$  и его вертикальной составляющей  $dy$ , как показано на рис. 2.2. Тогда, учитывая, что  $\cos \alpha = -\cos \varphi$  и  $dy = dl \cdot \cos \varphi$ , находим

$$W_g = - \int_{y_1}^{y_2} mg dy = -mg(y_2 - y_1). \quad (2.11)$$

Поскольку  $y_2 - y_1 = h$  — высота по вертикали, то из выражения (2.11) видим, что работа зависит только от высоты и вовсе не зависит от конкретно выбранной траектории. Для случая, изображенного на рис. 2.2  $y_2 > y_1$ , поэтому работа силы тяжести отрицательна (знак «минус» означает, что работа совершается над рассматриваемым телом другим телом); если же  $y_2 < y_1$ , то  $W_g > 0$  (тело само совершает работу). В соответствии с определением энергии как способности совершать работу, мы можем найти изменение гравитационной потенциальной энергии  $\Delta E_{\text{п}}$ , когда тело с высоты  $y_1$  переместится в точку на высоте  $y_2$ , как

$$\Delta E_{\text{п}} = E_{\text{п}2} - E_{\text{п}1} = mg(y_2 - y_1),$$

[гравитационная потенциальная энергия]

$$(2.12)$$

Сравнивая выражения (2.11) и (2.12), видим, что изменение гравитационной потенциальной энергии равно работе со знаком «минус», совершаемой силой тяжести при перемещении тела с высоты  $y_1$  на высоту  $y_2$ :

$$E_{\text{п}} = -W_g. \quad (2.13)$$

Таким образом, изменение потенциальной энергии  $\Delta E_{\text{п}}$  тела равно работе, совершаемой другой силой (равной по величине силе тяжести), например, действующей со стороны человека и поднимающей тело (без ускорения) против силы тяжести.

Рассмотрим теперь еще один вид потенциальной энергии, характерный для упругих тел и имеющий множество практических применений. В качестве простого примера рассмотрим часовую пружину или даже просто проволочную пружину (рис. 2.3).

В сжатом или растянутом состоянии пружина обладает потенциальной энергией, так как при освобождении она может совершить работу над шариком. По аналогии с другими упругими телами сжатие пружины (при условии, что ее деформация  $x$  не слишком велика) описывается законом Гука. Выберем систему координат так, чтобы конец нерастянутой пружины находился в точке  $x = 0$  (рис. 2.3, а), а положительным было бы направление оси  $x$  вправо. Для того чтобы удержать пружину в сжатом (или растянутом) на длину  $x$  состоянии, к ней необходимо приложить силу  $F = kx$ . По третьему закону Ньютона пружина действует на нас в обратном направлении с силой

$$F_s = -kx. \quad (2.14)$$

Знак «минус» в формуле (2.14) означает, что направление силы  $F_s$  противоположно направлению смещения  $x$  (рис. 2.3, б).

Изменение потенциальной энергии пружины между значениями координаты  $x_1 = 0$  (недеформированная пружина) и  $x_2 = x$  равно

$$\Delta E_n = \Delta E_n(x) - \Delta E_n(0) = - \int (-k \cdot x) dx = \frac{1}{2} k \cdot x^2. \quad (2.15)$$

Здесь  $E_n(x)$  — потенциальная энергия в точке  $x$ , а  $E_n(0)$  — потенциальная энергия в точке  $x = 0$ . Удобно условно положить, что потенциальная энергия в точке  $x = 0$  равна нулю, то есть  $E_n(x = 0) = 0$ . Тогда потенциальная энергия пружины, сжатой или растянутой на длину  $x$  от положения равновесия, запишется в виде

$$E_n(x) = \frac{1}{2} k \cdot x^2, [\text{упругая ПЭ}]. \quad (2.16)$$

В любом из приведенных выше примеров потенциальной энергии (гравитационной или упругой) тело обладает способностью совершить работу, хотя в действительности еще не совершает ее. Именно поэтому в названии энергии используется термин потенциальная энергия. Из обоих примеров очевидно также, что энергию можно накопить для дальнейшего использования в форме потенциальной энергии. Кроме того, следует заметить, что если для кинетической энергии тела существует единое, универсальное выражение  $E_k = 1/(2mV^2)$ , то для потенциальной энергии такого выражения нет<sup>1</sup>.

Таким образом, потенциальная энергия всегда связана с той или иной силой, действующей со стороны одного тела на другое (например, Земля действует силой тяжести на падающий камень, сжатая пружина на шарик). Следовательно, потенциальная энергия — это энергия взаимодействия. Она всегда связана с взаимодействием двух (или большего числа) тел.

Переместив тело из положения с ординатой  $y_1$  (рис. 2.2) в положение с ординатой  $y_2$ , мы совершили над ним работу в поле действия сил тяготения. В результате работы от человека к телу была передана часть энергии. В точке с координатой  $y_2$  потенциальная энергия тела максимальна (для данного случая), а кинетическая энергия равна нулю (тело покоится). Если отпустить тело, то оно будет падать вниз под действием силы тяжести. Скорость тела возрастает, а ордината положения уменьшается. Следовательно, потенциальная энергия тела уменьшается, а кинетическая энергия увеличивается. Таким образом, потенциальная энергия тела преобразуется в его кинетическую энергию.

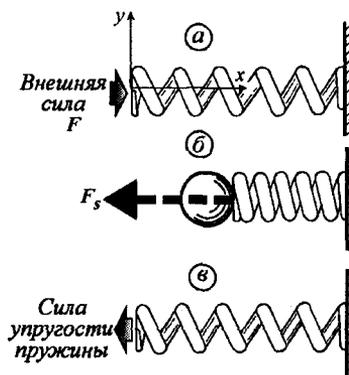


Рис. 2.3. Потенциальная энергия упругой деформации пружины

<sup>1</sup> Аналитический вид зависимости для определения потенциальной энергии тела зависит от рассматриваемых сил, действующих на него.

Во многих случаях при преобразовании энергии происходит передача энергии от одного тела к другому. Так, потенциальная энергия, запасенная в сжатой пружине (рис. 2.3, б), преобразуется в кинетическую энергию шарика (рис. 2.3, в). Потенциальная энергия воды, поднятая плотиной на некоторую высоту, при падении преобразуется в кинетическую энергию, которая в основании плотины может быть передана лопастям турбины и затем преобразована в электрическую энергию. Потенциальная энергия, запасенная в натянутой тетиве лука, может быть преобразована в кинетическую энергию стрелы.

В каждом из этих примеров передача энергии от одного тела к другому сопровождается совершением работы. Пружина совершает работу над шариком, вода — над лопастями турбины, тетива — над стрелой. Это наблюдение приводит нас к выводу, утверждающему о взаимосвязи работы и энергии: работа совершается всякий раз, когда энергия одного тела передается другому (за исключением случаев, когда передача энергии осуществляется путем теплообмена).

Важность понятия энергии состоит в том, что энергия — сохраняющаяся величина. Иными словами, в любом процессе энергия может преобразовываться из одного вида в другой, но полная энергия не возрастает и не убывает. В этом состоит суть *закона сохранения энергии* — одного из самых важных в физике.

Полная энергия включает в себя кинетическую и потенциальную энергию. Кинетическая энергия определяется из простых зависимостей (2.1) или (2.8). Потенциальная энергия может быть определена из выражений (2.12) и (2.16), но только не для всех, а лишь для некоторых сил. Дадим характеристику различным силам.

Силы можно разделить на два класса:

- консервативные;
- неконсервативные.

Любая сила называется консервативной, если:

- она зависит только от положения тела, на которое действует;
- производимая ею работа над телом, перемещающимся между любыми двумя точками в пространстве, зависит только от начального и конечного положений тела и, следовательно, не зависит от траектории (пути).

Примером консервативной силы является сила тяжести. Ранее мы показали, что работа, совершаемая силой тяжести  $F_g = mg$  при перемещении тела (вблизи поверхности Земли) из одной точки в другую, не зависит от пути, по которому перемещалось тело. Например, при вертикальном подъеме груза (рис. 2.1) с высоты  $y_1$  на высоту  $y_2$  сила тяжести совершает работу, которая будет одной и той же независимо от того, по какой кривой перемещалось при этом тело. Следовательно, сила тяжести является консервативной.

Имеется еще одно эквивалентное определение консервативной силы: это такая сила, работа которой над телом при его перемещении по любой замкнутой траектории (когда тело возвращается в исходное положение) всегда равна нулю.

Это определение консервативной силы выявляет ее важное свойство: работа консервативной силы является *обратимой*. Смысл сказанного состоит в следующем: если на каком-либо участке пути первым телом совершается работа над вторым, то на обратном пути, на этом участке будет совершена точно такая же работа вторым телом над первым.

Выше отмечалось, что сила тяжести консервативна. Нетрудно показать, что сила упругости ( $F = -kx$ ) также консервативна. К неконсервативным силам относится сила трения. Работа, совершаемая при перемещении тяжелого ящика вдоль горизонтальной поверхности, равна произведению силы трения на путь, пройденный ящиком, поскольку сила трения всегда равна толкающей силе и в каждой точке траектории направлена точно против движения. Следовательно, работа силы трения при перемещении тела из одной точки в другую вдоль прямой, соединяющей эти точки, меньше, чем работа, совершаемая при перемещении тела по искривленной траектории, например, по полуокружности.

Так как сила трения всегда направлена в сторону, противоположную перемещению, то работа, совершаемая ею над телом, отрицательна (энергия тела убывает). Когда тело перемещается по замкнутому контуру, например, из точки 1 в точку 2 и обратно из точки 2 в точку 1, полная работа, совершаемая силой трения, никогда не будет равна нулю (в отличие от силы тяжести) — она всегда отрицательна. Таким образом, работа, совершаемая неконсервативной силой, не является обратимой, как в случае консервативной силы.

То, что мы делаем различие между консервативными и неконсервативными силами, весьма важно и объясняется главным образом тем, что потенциальная энергия может быть определена только для консервативной силы.

Теперь можно сформулировать теорему о связи работы и энергии тела (обсуждавшуюся выше), включив в нее потенциальную энергию. Предположим, что на тело действует несколько сил, как консервативных, так и неконсервативных. Тогда работа  $W'$ , совершаемая неконсервативными силами, действующими на тело, будет равна суммарному изменению кинетической и потенциальной энергии тела

$$W' = \Delta KЭ + \Delta ПЭ. \quad (2.17)$$

Изменение потенциальной энергии равно

$$\Delta ПЭ = -W_C, \quad (2.18)$$

где  $W_C$  — работа, совершаемая консервативными силами.

Учитывая равенство (2.18), зависимость (2.17) можно записать в виде

$$W' = \Delta KЭ - W_C \quad (2.19)$$

или

$$W' + W_C = \Delta KЭ, \quad (2.20)$$

где  $W' + W_C$  представляет собой работу, совершаемую всеми силами, действующими на тело, то есть полную работу.

Предположим, что мы имеем только консервативную систему (в ней нет неконсервативных сил, например, сил трения). Это может быть, например,

пружина с закрепленным на ее конце телом массой  $m$  или тело, помещенное в поле тяготения Земли. Поскольку в системе действуют только консервативные силы, то в формуле (2.17)  $W' = 0$  (работа неконсервативных сил). Следовательно, мы получим следующее выражение:

$$\Delta KЭ + \Delta ПЭ = 0, [\text{только для консервативных сил}]. \quad (2.21)$$

Анализируя зависимость (2.21), приходим к выводу, что в любом процессе, если кинетическая энергия увеличивается на какую-либо величину, то потенциальная энергия уменьшается на такую же величину, и наоборот.

Определим полную механическую энергию  $E$  системы как сумму кинетической энергии  $E_k$  тела массой  $m$  и потенциальной энергии  $E_n$ :

$$E = E_k + E_n = \frac{mV^2}{2} + E_n. \quad (2.22)$$

При этом для консервативной системы из формулы (2.21) получаем

$$E = \frac{mV^2}{2} + E_n = \text{const}, [\text{только для консервативных сил}]. \quad (2.23)$$

Зависимость (2.22) справедлива, если в системе не имеется другой существенной кинетической энергии. Например, если в случае тела массой  $m$ , закрепленного на конце пружины, мы не можем пренебречь массой пружины, то необходимо учесть еще кинетическую энергию пружины при ее выпрямлении.

Зависимость (2.23) показывает, что полная механическая энергия консервативной системы сохраняется постоянной. Это утверждение называется *законом сохранения энергии* в системе, где действуют только консервативные силы. Передача энергии от одного тела к другому осуществляется посредством работы. Следовательно, работа — это энергия в переходе или, проще говоря, — это способ передачи энергии.

## 2.2.4. Внутренняя энергия

Из практической деятельности нам известно, что в природе существует много сил<sup>1</sup>. В реальных ситуациях они играют важную роль. Среди них есть как консервативные, так и неконсервативные силы. Рассмотрим простой идеальный маятник (рис. 2.4). Предполагается, что нить нерастяжима, а ее массой можно пренебречь по сравнению с массой груза. Такой маятник еще называют математическим.

Если исходить из закона сохранения механической энергии, то можно предположить, что маятник будет совершать колебания. Груз будет качаться по дуге окружности с одинаковой амплитудой по обе стороны от положения равновесия (когда нить вертикальна) и проходить нижнюю точку с максимальной скоростью. Но являются ли эти колебания гармоническими? Напомним, что любая колебательная система, в которой возвращающая сила прямо пропорциональна смещению, взятому с противоположным

<sup>1</sup> С научной точки зрения в природе сила может быть только одна. Термин «много сил» означает лишь только то, что силовое взаимодействие тел может быть вызвано различными физическими факторами, в соответствии с которыми и называют силы.

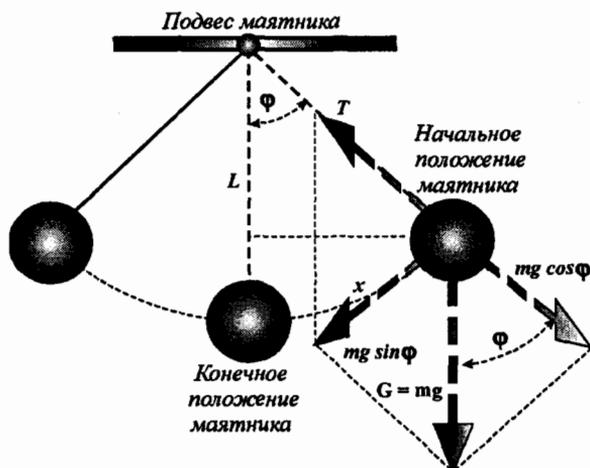


Рис. 2.4. Схема колебаний маятника

знаком, совершает гармонические колебания. Примером могут служить колебания груза, подвешенного на пружине. На груз будет действовать возвращающая сила  $F = -kx$ .

Выясним, может ли математический маятник совершать гармонические колебания? Для этого обратимся к поясняющей схеме, представленной на рис. 2.4.

Смещение  $x$  маятника вдоль дуги равно  $x = L\varphi$ , где  $L$  — расстояние от точки подвеса до центра масс (ЦМ) груза;  $\varphi$  — угол отклонения (в радианах) нити от вертикали.

Таким образом, если возвращающая сила пропорциональна  $x$  или  $\varphi$ , то колебания будут гармоническими. В роли возвращающей силы здесь выступает составляющая силы тяжести груза, касательная к дуге:

$$F = -mg \sin \varphi. \quad (2.24)$$

Поскольку мы видим, что возвращающая сила  $F$  пропорциональна синусу угла  $\varphi$ , то колебания не являются гармоническими. Однако, если угол  $\varphi$  мал, то значение  $\sin \varphi$  почти не отличается от величины угла  $\varphi$  в радианах. В этом нетрудно убедиться, если синус разложить в ряд Маклорена

$$\sin \varphi = \varphi - \frac{\varphi^3}{3!} + \frac{\varphi^5}{5!} - \frac{\varphi^7}{7!},$$

или обратить внимание на рис. 2.4, где видно, что длина дуги  $x = L\varphi$  очень мало отличается от длины хорды  $L \sin \varphi$ , показанной штриховой линией. Для углов, меньших  $15^\circ$ , значения  $\varphi$  и  $\sin \varphi$  отличаются меньше чем на 1%. Следовательно, для малых углов равенство

$$F = -mg\varphi \quad (2.25)$$

является очень хорошим приближением. Так как  $x = L\varphi$ , то  $\varphi = x/L$ . Отсюда видим, что зависимость (2.25) можно переписать в виде

$$F = -mg \frac{x}{L}. \quad (2.26)$$

Таким образом, при малых отклонениях от вертикали движение математического маятника представляет собой гармонические колебания, описываемые уравнением (2.14)  $F = -kx$ , если положить  $k = mg/L$ .

Период колебаний математического маятника можно вычислить по формуле

$$T = 2\pi\sqrt{L/g}. \quad (2.27)$$

Определим энергию колеблющегося маятника. Полная механическая энергия равна сумме потенциальной и кинетической энергий:

$$E = \frac{1}{2}mV^2 + \frac{1}{2}kx^2, \quad (2.28)$$

где  $V$  — скорость, которую имеет груз массой  $m$  на расстоянии  $x$  от положения равновесия.

Так как мы предположили, что в математическом маятнике действует только сила тяжести (консервативная сила), то полная механическая энергия  $E$  сохраняется. Когда груз совершает колебания, кинетическая энергия переходит в потенциальную энергию и наоборот. В крайних точках ( $x = \pm A$ ) скорость груза равна нулю ( $V = 0$ ), а поэтому вся кинетическая энергия переходит в потенциальную энергию:

$$E = \frac{1}{2}m \cdot (0)^2 + \frac{1}{2}kA^2, \quad (2.29)$$

где  $k = mg/L$ .

Зависимость (2.29) получена исходя из следующих соображений: так как сила тяжести является консервативной, то изменение потенциальной энергии равно работе (с противоположным знаком) совершаемой против возвращающей силы  $F = -(mg/L)x$ . Работа против восстанавливающей силы  $F$  при перемещении тела из положения равновесия ( $x = 0$ ) до положения  $x$  определяется по формуле (2.15) с учетом соотношения (2.26):

$$E_{\text{п}} = -W = - \int F \cdot dx = + \frac{mg}{L} \int x dx = \frac{mg}{L} \frac{x^2}{2} = \frac{1}{2}kA^2.$$

Таким образом, полная механическая энергия маятника пропорциональна квадрату амплитуды колебаний.

В положении равновесия ( $x = 0$ ) вся потенциальная энергия переходит в кинетическую энергию:

$$E = \frac{1}{2}mV_0^2 + \frac{1}{2}k(0)^2 = \frac{1}{2}mV_{\text{max}}^2,$$

где  $V_{\text{max}}$  — максимальная скорость, которая достигается при колебаниях.

Поскольку энергия сохраняется, то можно записать

$$E = \frac{1}{2}mV_{\text{max}}^2 = \frac{1}{2}kA^2. \quad (2.30)$$

Следовательно, если один раз сообщить маятнику потенциальную энергию (отвести подвешенный груз в сторону), то он будет колебаться под действием силы тяжести бесконечно долго (при отсутствии неконсервативных сил). Консерватизм означает сохранение чего-либо прежнего, старого.

Если маятник не вывести из положения равновесия, то он так и будет сохранять прежнее состояние — состояние покоя. На него действует только сила тяжести, а она консервативна. Если маятник вывести из состояния покоя, то под действием силы тяжести, которая является консервативной, он должен бесконечно колебаться (сохранять заданное один раз движение).

Однако мы знаем, какую бы не сообщали маятнику потенциальную энергию, через определенное время он остановится (даже если находится в безвоздушном пространстве). При этом длина подвеса маятника и напряженность гравитационного поля, в котором он движется, остаются неизменными. Таким образом, чисто механическое рассмотрение или описание оказывается так или иначе неполным. Этот факт подтолкнул ученых к мысли о том, что в рамках закона сохранения механической энергии (его, как правило, изучают в курсе теоретической механики) нельзя полностью описать явления природы. Остановка маятника означает, что в системе действуют неконсервативные силы, приводящие к рассеиванию (диссипации) энергии. Такие силы называют еще диссипативными. Причиной диссипации энергии является трение в подвесе маятника. Трение и диссипация — это явления, которые подавляют механическое движение в реальных системах при отсутствии непрерывно подводимой к системе извне энергии в виде работы. Такое подавление происходит всегда и приводит к полной остановке. Сейчас очевидно, что с затуханием движения связаны другие наблюдаемые явления.

Внимательно наблюдая за движением реального маятника, мы заметим, что по мере замедления его движения подвес нагревается. От подвеса нагревается окружающая среда. Обычно мы говорим, что появляется теплота. Отсюда следует, что полный анализ реальной системы должен учитывать и тепловые взаимодействия (явления), которые происходят между системой и окружающей средой.

Исторически именно *не сохранение полной механической энергии* явилось одним из факторов, помешавших сформулировать всеобщий закон сохранения энергии вплоть до середины XIX в. До этого времени теплота, всегда выделяющаяся в процессе трения, не связывалась с энергией. Исследования (о которых будем говорить позже) показали, что на создание определенного количества теплоты всегда тратится одна и та же работа. Стало понятным, что тепло, производимое в процессе трения, может рассматриваться как новая форма энергии, которую сейчас называют *внутренней (тепловой) энергией* (невидимая форма энергии). Еще в древнейшие времена этот факт наблюдался, но отсутствие какой бы то ни было научной базы, не позволяло сделать далеко идущие выводы. Ведь первобытный человек путем трения получал огонь (нагревал легко воспламеняющиеся предметы). Например, тело, свободно скользящее по столу, из-за трения останавливается. При этом его начальная кинетическая энергия переходит во внутреннюю энергию, вследствие чего и тело, и стол немного нагреваются.

Тот факт, что выведенный из состояния покоя маятник останавливается, свидетельствует, что в рамках закона сохранения механической энергии  $E = KЭ + ПЭ$  описать все физические явления невозможно. Остановка маятника говорит о том, что полная механическая энергия  $E = KЭ + ПЭ$

уменьшается. Но энергия не уничтожается, она преобразуется лишь из одного вида в другой. Следовательно, в уравнение (2.23) закона сохранения механической энергии должна быть добавлена еще какая-то новая форма энергии. Этой третьей формой энергии является внутренняя энергия.

Если кинетическая и потенциальная энергия могут передаваться от одной системы к другой путем совершения работы, то их преобразование во внутреннюю энергию и наоборот может осуществляться посредством, как работы, так и теплоты. При этом следует заметить, что передача энергии в форме работы и теплоты не всегда равнозначна. Иногда в ходе таких преобразований природа берет так называемый «налог». Об этом налоге мы поговорим позднее, когда будем рассматривать второй закон термодинамики.

С точки зрения макроскопической теории внутренняя энергия обусловлена неконсервативными силами, а именно — такими как сила трения. На микроскопическом (атомном) уровне внутренней энергии соответствуют главным образом консервативные силы (поскольку эта энергия состоит из кинетической и потенциальной энергии атомов и молекул).

Таким образом, возникшая в связи с задачей определения КПД тепловых двигателей (то есть определения количества топлива, необходимого для совершения определенной работы), термодинамика превратилась в общий метод расчета систем любого вида, особенно тех систем, в которых имеет место теплообмен и температура является существенной переменной.

Следует отметить, что в середине XIX в. сложилась парадоксальная ситуация в физической науке. Люди научились преобразовывать работу в теплоту (трение приводило к выделению теплоты) и теплоту в работу (тепловые машины), научились измерять температуру (и довольно давно), создали термометры, мало отличающиеся от современных по идее заложенных в них технических решений, но в то же время не знали, что такое температура, теплота, внутренняя энергия. Одно это и то же или совсем разные понятия? Забегая вперед, отметим, что *работа* и *теплота* — это два способа передачи энергии (о них мы еще будем говорить подробно). Эти способы передачи энергии на изначальном уровне определила сама природа, то есть они объективны. Возможно, это связано с Солнцем, главным источником энергии, поддерживающим существование природы. Солнце передает свою энергию объектам материального мира только в форме теплоты. Здесь теплоту, как способ передачи энергии, можно поставить несколько выше другого способа передачи энергии — работы.

### 2.3. АТОМИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СТРОЕНИЯ ВЕЩЕСТВА

Чтобы глубоко усвоить суть этих понятий, необходимо опуститься от макроскопического уровня рассмотрения тепловых явлений до микроскопического уровня.

Мы сосредоточим внимание на обсуждении современной теории строения вещества — атомистической теории, и убедимся, что эта теория позволяет ответить на поставленные выше вопросы.

Атомистическая теория зародилась еще в Древней Греции. Древнегреческие мыслители интересовались, на первый взгляд отвлеченным, вопросом: можно ли делить вещество бесконечно на все меньшие и меньшие части или же оно состоит из некоторых неделимых частиц, неподдающихся дальнейшему делению? Основное направление мысли древнегреческих философов, следовавших взглядам Платона и Аристотеля, основывалось на представлении о неделимости материи. Однако некоторые древнегреческие философы, особенно Демокрит, не соглашались с такой точкой зрения и считали, что материя состоит из мельчайших неделимых частиц, которые Демокрит назвал атомами, что и означает «неделимые».

Даже если бы было доказано, что материя имеет атомное строение, возник бы вопрос, чем отличаются друг от друга атомы различных веществ. Лукреций полагал, что атомы веществ, обладающих горьким вкусом, имеют на своей поверхности зазубринки, которые царапают язык, тогда как атомы веществ с приятным вкусом имеют гладкую поверхность. Атомистические воззрения на природу веществ не слишком продвинулись вперед за последующие XVIII веков, прошедших со времен Лукреция. Тем не менее, на протяжении этого долгого периода медленно, с перерывами, шла экспериментальная работа. Эти исследования подготовили почву для новых и более содержательных формулировок в рамках атомистической теории. Они были сделаны в самом начале XIX в. Джоном Дальтоном, школьным учителем из Англии. Атомистическая теория Дальтона, опубликованная в 1803–1807 гг., прочно основывалась на экспериментальных наблюдениях. Она оказалась столь успешной, что с того времени заняла господствующее положение в науке и почти не потребовала дальнейшего пересмотра.

Основные постулаты теории Дальтона заключались в следующем:

1. Каждый элемент состоит из чрезвычайно мелких частиц, называемых атомами.
2. Все атомы одного элемента одинаковы.
3. Атомы различных элементов обладают различными свойствами (в том числе имеют разные массы).
4. Атомы одного элемента не превращаются в атомы другого элемента в результате химических реакций; атомы не создаются и не разрушаются в химических реакциях.
5. Соединения образуются в результате комбинации атомов двух или нескольких элементов.
6. В данном соединении относительные количества атомов разных сортов и сорта этих атомов всегда постоянны.

Теория Дальтона позволяет мысленно нарисовать картину строения мира. Атомы являются основными структурными единицами материи; это мельчайшие частицы элемента, которые могут соединяться с атомами других элементов. Поскольку атомы не создаются и не разрушаются в ходе химических реакций, очевидно, что в таких реакциях не происходит ни возникновения, ни уничтожения материи. Это приводит к закону сохранения материи, который был установлен Лавуазье.

Важнейшим экспериментальным подтверждением атомной теории служит так называемое броуновское движение, названное в честь биолога Роберта Броуна, который совершил свое открытие в 1827 г. Наблюдая в микроскоп за мельчайшими частицами пыльцы растений, взвешенными в воде, Р. Броун заметил, что мелкие частицы перемещаются по извилистым траекториям, хотя окружающая их вода совершенно неподвижна. Атомная теория легко объясняет броуновское движение; для этого достаточно сделать еще одно логическое предположение о том, что атомы вещества находятся в состоянии непрерывного движения. Тогда становится ясно, что мельчайшие частицы пыльцы беспорядочно движутся под влиянием энергичного «обстрела» со стороны быстро движущихся молекул воды.

В 1905 г. Альберт Эйнштейн исследовал броуновское движение с теоретической точки зрения и смог на основе экспериментальных данных вычислить приблизительные размеры и массы атомов и молекул. Эти расчеты показали, что диаметр типичного атома приблизительно равен  $10^{-10}$  м.

В настоящее время существует большое число методов, с помощью которых можно весьма точно определить размеры и массу молекул. Но эти методы весьма сложны. Тем не менее, приближенная оценка размеров и массы молекул может быть выполнена с помощью достаточно простых опытов. Выполненные расчеты являются ориентировочными и позволяют судить лишь о порядке величин. Более точными измерениями получены следующие значения масс молекул:

- для водорода —  $3.34 \cdot 10^{-27}$  кг;
- для кислорода —  $5.32 \cdot 10^{-26}$  кг;
- для углерода —  $7.30 \cdot 10^{-26}$  кг.

Мы уже знаем, что атом является мельчайшей частицей элемента. Однако лишь элементы, называемые благородными (инертными) газами, обычно находятся в природе в виде изолированных атомов. В большинстве случаев вещества построены из молекул и ионов, которые образуются из атомов.

Молекула представляет собой совокупность прочно связанных атомов. Такая совокупность атомов ведет себя во многих отношениях как единое целое, подобно тому, как телевизор, собранный из многих деталей, может рассматриваться как единое целое. Если элемент существует в молекулярной форме, его молекулы содержат атомы только одного типа. Например, элемент кислород, в том виде, в каком он обычно присутствует в воздухе, состоит из молекул, представляющих собой пары атомов кислорода. Такая молекулярная форма кислорода описывается химической формулой  $O_2$ . Индекс в формуле указывает, что в каждой молекуле имеется два атома кислорода. Такая молекула называется двухатомной.

Молекулы соединений содержат атомы более чем одного типа. Например, молекула воды состоит из двух атомов водорода и одного атома кислорода. Поэтому она описывается формулой  $H_2O$ . Таким образом, химическая формула каждой молекулы отражает ее строение. Химические формулы, указывающие истинное число атомов каждого типа в молекуле, называют молекулярными формулами.

## 2.4. АТОМНЫЕ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ МАССЫ

Атомистическая теория Дальтона поставила перед ним и другими учеными того времени новую проблему. Если верно, что при образовании соединений атомы соединяются друг с другом в отношениях, выражаемых малыми целыми числами, то каковы эти отношения, в которых они соединяются? Атомы слишком малы, чтобы можно было определить массу отдельного атома каким-либо способом, доступным в начале XIX в. Однако, если известны относительные массы атомов, то, отмеряя удобные количества атомов в лаборатории, можно определить их относительные количества в образце. Рассмотрим простую аналогию: допустим, что апельсины в среднем в 4 раза тяжелее слив, то есть 1 апельсин равен 4 сливам; тогда число (количество штук) апельсинов в 48 кг апельсинов должно совпадать с числом (количеством штук) слив в 12 кг слив. Точно так же известно, что масса атомов кислорода в среднем в 16 раз больше массы атомов водорода. Таким образом, следует взять 16 г газообразного кислорода, чтобы получить столько атомов в нем, сколько атомов водорода содержится в 1 г газообразного водорода. Пусть  $N$  атомов водорода имеют массу 1 г. Тогда  $N$  (столько же) атомов кислорода будут иметь массу уже 16 г. Ведь каждый атом кислорода тяжелее атома водорода в 16 раз. Таким образом, задача определения отношений, в которых соединяются атомы, сводится к задаче определения относительных масс атомов химических элементов.

Несмотря на столь простые рассуждения, вначале ученые столкнулись с трудно преодолимым препятствием. Поскольку атомы и молекулы невидимы, не существовало простого способа, с помощью которого можно было бы установить относительные количества атомов в каком-либо одном соединении. Дальтон полагал, что вода имеет формулу  $\text{HO}$ . Однако французский ученый Гей-Люссак при помощи ряда остроумных экспериментов показал, что для реакции одного объема кислорода требуется два объема газообразного водорода, в результате чего получилось два объема паров воды. Это наблюдение не соответствовало формуле воды Дальтона. Кроме того, если, следуя Дальтону, исходить из того, что кислород представляет собой одноатомный газ, то для получения двух объемов водяного пара придется предположить, что атомы кислорода расщепляются на две половины, а это противоречит представлению об атомах как о неделимых в химических реакциях частицах.

Итальянский физик Амедео Авогадро в 1811 г. высказал мысль о том, что результаты Гей-Люссака можно объяснить, если исходить из того, что водород и кислород существуют в газовой фазе в виде двухатомных молекул  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$ . Авогадро также предположил, что в равных объемах газов при одинаковой температуре и давлении содержится одинаковое количество молекул. Это предположение объясняет, почему из одного объема газообразного кислорода можно получить два объема паров воды. Поскольку объем реагирующего водорода вдвое больше, чем кислорода, вода должна иметь формулу  $\text{H}_2\text{O}$ , а не  $\text{HO}$ , как считал Дальтон. Предположение Авогадро было гениальным, поскольку оно подтвердилось на практике и позволило объяснить многие закономерности в физике и химии.

Понадобилось немало времени, чтобы идеи Авогадро получили признание, но к 1860 г. все окончательно прояснилось. Тем временем несколькими химиками, среди которых, прежде всего, следует упомянуть Берцелиуса (одного из создателей «вечного двигателя»), были проведены тщательные измерения масс соединяющихся друг с другом элементов и установлены атомные массы многих элементов с довольно высокой точностью.

Атомы разных элементов отличаются по массе потому, что они содержат разное число субатомных частиц. Атомные массы вначале определяли в относительной шкале, в которой водороду предписывалось значение 1. Современные значения атомных масс основаны на том, что изотопу углерода  $^{12}\text{C}$  приписывается точно 12 условных («углеродных») единиц массы. Такие единицы массы называются атомными единицами массы (а.е.м.). Атомная масса элемента — безразмерная величина, равная отношению массы его атома к  $1/12$  массы атома изотопа углерода  $^{12}\text{C}$ . Следовательно, изотоп  $^{12}\text{C}$  имеет атомную массу точно 12 а.е.м. Таким образом,  $1/12$  массы атома изотопа углерода  $^{12}\text{C}$  является как бы эталоном массы для измерений масс элементарных частиц, из которых состоят материальные тела. Как известно, для измерения массы тел в науке и технике используется эталон массы. Без этого эталона нельзя установить количественные соотношения между некоторыми физическими свойствами тел. Естественно, что такой эталон выбирается на основе большого количества соображений, которые отражены в литературе по данному вопросу. Сейчас только напомним, что в качестве эталона массы была принята масса 1 л ( $1000\text{ см}^3$ ) воды при температуре  $4^\circ\text{C}$ . Этот эталон массы был назван килограммом ( $1\text{ кг}=1000\text{ г}$ ). Чтобы этот эталон можно было длительное время хранить и точно воспроизводить (то есть, по нему сверять точность измерительных средств в научных лабораториях мира), был изготовлен его образец в виде металлического цилиндра, масса которого равна 1 л воды при температуре  $4^\circ\text{C}$ . Эталон массы хранится в Международном бюро мер и весов, расположенном близ Парижа во Франции. Россия располагает копией килограмма № 12 и копией метра № 28.

Атомные массы химических элементов представляют собой средние значения, учитывающие относительное содержание в каждом элементе его изотопов. Природный хлор состоит на 75.53% из изотопа  $^{35}\text{Cl}$ , имеющего массу 34.969 а.е.м., и на 24.47% из изотопа  $^{37}\text{Cl}$  с массой 36.966 а.е.м. По этим данным можно вычислить среднюю атомную массу (АМ) природного хлора с точностью до четырех значащих цифр. Средняя атомная масса хлора равна:

$$\begin{aligned} \text{Cl} &= 0.7553 \cdot 34.969[\text{а.е.м.}] + 0.2447 \cdot 36.966[\text{а.е.м.}] = \\ &= 26.41[\text{а.е.м.}] + 9.05[\text{а.е.м.}] = 35.46 \text{ а.е.м.} \end{aligned}$$

Атомные массы химических элементов могут быть взяты из Периодической таблицы элементов, в которой они приводятся под символом каждого из элементов. На рис. 2.5 приведен фрагмент Периодической таблицы химических элементов Д. И. Менделеева, из которой видно, что атомные массы равны:

- для углерода  $^{12}\text{C} = 12.01115$  а.е.м.;

Атомный номер элемента		Обозначение химического элемента		
5	6	7	8	9
B	C	N	O	F
10.811	12.01115	14.0067	15.9994	18.9984
Массовое число				

Рис. 2.5. Фрагмент Периодической таблицы химических элементов

- для азота  $^{14}\text{N} = 14.0067$  а.е.м.;
- для кислорода  $^{16}\text{O} = 15.9994$  а.е.м.

Массовое число (рис. 2.5) указывает суммарное число протонов и нейтронов в ядре атома. Протон и нейтрон имеют приблизительно одинаковую массу, а масса электрона составляет всего лишь  $1/1835$  каждой из этих частиц. Атом углерода  $^{12}\text{C}$  содержит 6 протонов и 6 нейтронов. На число протонов в ядре атома указывает атомный номер в Периодической таблице.

Формульной массой вещества (ФМ) называется просто сумма атомных масс каждого атома, входящего в его состав. Например, серная кислота  $\text{H}_2\text{SO}_4$  имеет формульную массу 98.0 а.е.м.:

$$\begin{aligned} \text{ФМ H}_2\text{SO}_4 &= 2(\text{АМ Н}) + 1(\text{АМ S}) + 4(\text{АМ О}) = \\ &= 2(1 \text{ а.е.м.}) + 1(32.0 \text{ а.е.м.}) + 4(16.0 \text{ а.е.м.}) = 98.0 \text{ а.е.м.} \end{aligned}$$

Если химическая формула вещества представляет собой его молекулярную формулу, то в этом случае формульная масса называется молекулярной массой.

В дальнейшем для общности рассуждений условимся мельчайшие частицы тел во всех случаях называть молекулами. Тем самым будем подразумевать, что молекула может быть одноатомной или многоатомной.

## 2.5. КОЛИЧЕСТВО ВЕЩЕСТВА

Мы уже отмечали роль понятия атомной массы, позволяющего производить косвенный подсчет числа атомов путем взвешивания образцов. Подобный подсчет удобно вести, если в качестве единицы измерения пользоваться числом атомов, молекул или формульных единиц, имеющим такую массу, которая, будучи выражена в граммах, численно равна массе (атомной, молекулярной или формульной) вещества. Эта единица измерения количества вещества называется молем (от латинского слова «молес», означающего «масса»). Таким образом, 1 моль атомов  $^{12}\text{C}$  — это число атомов  $^{12}\text{C}$ , содержащееся точно в 12 г изотопа углерода  $^{12}\text{C}$ .

Моль любого элемента определяется как количество этого элемента (в том виде, в каком он встречается в природе), содержащее столько атомов, сколько их содержится точно в 12 г изотопа углерода  $^{12}\text{C}$ . Экспериментально установлено, что в 12 г изотопа углерода  $^{12}\text{C}$  содержится  $6.022 \cdot 10^{23}$  атомов. Эта величина носит название *числа Авогадро*, который высказал

гипотезу о том, что в равных объемах газов при одинаковой температуре и давлении содержится одинаковое число молекул. В большинстве случаев мы будем пользоваться значением числа Авогадро с точностью до четырех значащих цифр ( $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ ) и его следует запомнить.

Один моль ионов, молекул или любых других объектов, содержит авогадрово число этих объектов, например:

- 1 моль атомов  $^{12}\text{C} = 6.022 \cdot 10^{23}$  атомов  $^{12}\text{C}$ ;
- 1 моль молекул  $\text{H}_2\text{O} = 6.022 \cdot 10^{23}$  молекул  $\text{H}_2\text{O}$ ;
- 1 моль ионов  $\text{NO}_3^- = 6.022 \cdot 10^{23}$  ионов  $\text{NO}_3^-$ .

Представление о моле как о  $6.022 \cdot 10^{23}$  произвольных объектах аналогично представлению о дюжине как о числе, состоящем из любых 12 предметов. Так как масса атома  $^{24}\text{Mg}$  вдвое больше массы атома изотопа углерода  $^{12}\text{C}$  ( $24/12 = 2$ ), то масса 1 моль  $^{24}\text{Mg}$  вдвое больше массы 1 моль  $^{12}\text{C}$ . Так как 1 моль атомов  $^{12}\text{C}$  по определению имеет массу 12 г, то 1 моль атомов  $^{24}\text{Mg}$  должен иметь массу 24.0 г. И вообще, 1 моль атомов любого элемента имеет массу, которая, будучи выражена в граммах, численно совпадает с атомной массой одного атома этого элемента:

- один атом  $^{12}\text{C}$  имеет массу 12 а.е.м.;
- 1 моль  $^{12}\text{C}$  имеет массу 12 г;
- один атом  $^{24}\text{Mg}$  имеет массу 24 а.е.м.;
- 1 моль  $^{24}\text{Mg}$  имеет массу 24.0 г;
- один атом Au имеет массу 197 а.е.м.;
- 1 моль Au имеет массу 197 г.

Примеры некоторых молярных соотношений приведены в табл. 2.1. Из табл. 2.1 на примере  $N$  и  $N_2$  (первые две строки) видно, как важно точно указывать химическую формулу вещества при использовании представления о моле. Допустим, известно, что в некоторой реакции образуется 1 моль азота. Можно подумать, что речь идет об 1 моль атомов азота

Таблица 2.1

Молярные массы некоторых веществ

Название вещества	Химическая формула	Формульная масса, а. е. м.	Масса 1 моль формульных единиц, г
Атомарный азот	N	~14.0	14.0
Молекулярный азот	N <sub>2</sub>	~28.0	28.0
Водород	H <sub>2</sub>	~2.0	2.0
Аргон	Ar	~40.0	40.0
Метан	CH <sub>4</sub>	~16.0	16.0
Гелий	He	~4.0	4.0
Аммиак	NH <sub>3</sub>	~17.0	17.0
Воздух	—	~29.0	29.0
Кислород	O <sub>2</sub>	~32.0	32.0
Двуокись серы	SO <sub>2</sub>	~64.0	64.0
Углекислый газ	CO <sub>2</sub>	~44.0	44.0
Окись углерода	CO	~28.0	28.0
Водяной пар	H <sub>2</sub> O	~18.0	18.0

(14.0 г). На самом же деле, если не сделано никаких оговорок, скорее всего, имеется ввиду 1 моль молекул азота  $N_2$  (28.0 г) потому что этот элемент обычно находится в молекулярной форме ( $N_2$ ). Однако чтобы избежать недоразумений, всегда лучше точно назвать имеющуюся в виду химическую формулу вещества.

Чтобы показать, как с помощью представления о моле и числа Авогадро можно перейти от масс к числу частиц и наоборот, вычислим число атомов меди в монете. Пусть монета весит 3 г, и для простоты будем считать, что она целиком состоит из меди. Тогда получим:

$$\begin{aligned} \text{Число атомов Cu} &= 3 \text{ г [Cu]} \frac{1 \text{ моль [Cu]} = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ атомов [Cu]}}{1 \text{ моль [Cu]} = 63.5 \text{ г}} = \\ &= \frac{3 \text{ г} \cdot 6.022 \cdot 10^{23} \text{ атомов}}{63.5 \text{ г}} = 3 \cdot 10^{22} \text{ атомов Cu.} \end{aligned}$$

Обратим внимание на то, что в одной монете содержится  $3 \cdot 10^{22}$  атомов меди. Это чрезвычайно большое число. Следует напомнить, что число Авогадро — еще большая величина.

Единица, в 1000 раз большая 1 моль, называется киломоль (кмоль). Следовательно, 1 кмоль (например 32 кг кислорода) содержит  $6.022 \cdot 10^{23} \cdot 1000 = 6.022 \cdot 10^{26}$  молекул. Это невероятно большое число. Если бы каждая из молекул, составляющих 2 г водорода, превратилась в песчинку, то их было бы достаточно, чтобы покрыть Землю слоем в 1 м!

## 2.6. ФИЗИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Выше мы обсуждали атомистическую теорию строения веществ. Однако нам обычно приходится иметь дело с веществом не на атомном и молекулярном уровне, а в твердом, жидком или газообразном состоянии. Физические свойства любого вещества зависят от его состояния. Разнообразие физических свойств веществ определяется главным образом действующими внутри них межмолекулярными силами притяжения, благодаря которым молекулы жидких и твердых веществ удерживаются друг возле друга, поэтому мы рассмотрим взаимосвязь между структурой вещества, действующими в нем межмолекулярными силами и его физическими свойствами.

Газ не имеет ни собственной формы, ни фиксированного объема. Он принимает форму и объем того сосуда, в который его поместили. Его можно сжать, чтобы поместить в меньший сосуд, но, когда газ окажется в большем сосуде, он расширится и займет весь объем этого сосуда. Примером газа является воздух.

Жидкость не имеет своей формы; она принимает форму той части сосуда, которую заполняет. Она не расширяется, заполняя весь сосуд; жидкости присущ определенный объем. Сжимаемость жидкости очень невелика. Всем хорошо знакомы такие жидкости как вода, бензин.

Твердые вещества обладают механической прочностью, которая не присуща ни газам, ни жидкостям. Они имеют фиксированный объем и форму. Подобно жидкостям, твердые вещества сжимаются незначительно. Нас окружают множество твердых предметов — гвозди, монеты, соль, сахар,

Таблица 2.2

## Свойства веществ в различных физических состояниях

Состояния	Свойства
Газообразное	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Способность принимать объем и форму сосуда.</li> <li>2. Сжимаемость.</li> <li>3. Быстрая диффузия.</li> <li>4. Текучесть.</li> </ol>
Жидкое	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Способность принимать форму той части сосуда, которую занимает вещество.</li> <li>2. Неспособность расширяться до заполнения объема.</li> <li>3. Незначительная сжимаемость.</li> <li>4. Медленная диффузия.</li> <li>5. Текучесть.</li> </ol>
Твердое	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Способность сохранять собственную форму и объем.</li> <li>2. Незначительная сжимаемость.</li> <li>3. Чрезвычайно медленная диффузия.</li> <li>4. Отсутствие текучести.</li> </ol>

ложки, вилки, стекло, машины и другие устройства. Выше  $100^{\circ}\text{C}$  вода существует в газообразном состоянии, которое принято называть паром. В интервале от  $0$  до  $100^{\circ}\text{C}$  она находится в жидком состоянии. Ниже  $0^{\circ}\text{C}$  вода существует в твердом состоянии, называемом льдом.

При определенных условиях вещество способно изменять свое физическое состояние. Например, превращение льда в жидкость (воду), а затем в газообразное состояние (пар) являются примерами физических превращений. Физические превращения не сопровождаются образованием новых веществ; они не включают изменений в составе образца рассматриваемого вещества. Физические свойства вещества не связаны с изменениями химической природы данного вещества.

В табл. 2.2 перечислен ряд свойств, характерных для каждого из этих состояний.

В молекулярно-кинетической теории<sup>1</sup> газ рассматривается как совокупность удаленных друг от друга молекул, совершающих бесконечное хаотическое движение. Предполагается, что кинетическая энергия движения молекул велика по сравнению с энергией притяжения между ними. В самом деле, при выводе уравнения состояния идеального газа исходят из предположения о возможности пренебрежения силами межмолекулярного притяжения.

В газах велика доля свободного объема, то есть пространства, не занятого самими молекулами. Этим и объясняется способность газов легко сжиматься под действием внешнего давления. В жидкостях, в отличие от газов, молекулы находятся довольно близко друг от друга и удерживаются одна возле другой силами взаимного притяжения.

Жидкое состояние часто называют конденсированным. Молекулы жидкости перемещаются друг относительно друга так же, как это происходит в газах. Важнейшее различие между жидким и газообразным состояниями вещества заключается в том, что в газе доля свободного объема, доступного

<sup>1</sup> Она рассматривается далее.

для поступательного движения частиц, достаточно велика (при давлении в 1 МПа, доля свободного объема составляет 99% полного объема), а в жидкости — всего около 3% полного ее объема.

Поскольку доля свободного объема в жидкости мала, а молекулы жидкости уже находятся в довольно тесном контакте, для сжатия жидкости требуются значительные усилия. Сжимаемость жидкостей намного меньше, чем газов; в отличие от газов жидкости имеют определенный объем, который не зависит от формы и размеров сосуда. Однако молекулы жидкости могут свободно перемещаться друг относительно друга, потому что жидкости не имеют определенной формы; их можно переливать из одного сосуда в другой, и при этом они каждый раз принимают форму того сосуда, в котором находятся.

Под действием сил притяжения молекулы газа конденсируются в жидкость, и те же самые силы приводят к образованию твердого вещества в процессе замерзания жидкости. Различие между жидкостями и твердыми веществами определяется главным образом степенью их внутренней упорядоченности. В жидкости молекулы, хотя и находятся близко друг к другу, перемещаются более или менее хаотическим образом. Движение каждой молекулы в какой-то мере определяется влиянием ее ближайших соседей, а влияние дальних соседей незначительно. В то же время, в твердом веществе каждая молекула занимает определенное положение относительно своих соседей, и такое упорядоченное расположение молекул характерно для всего твердого вещества. Переход из жидкого состояния в твердое можно уподобить тому, что происходит на военном плацу после команды к построению.

Твердые тела, как и жидкости, обладают небольшой сжимаемостью, поскольку их свободный объем невелик. Уменьшить объем твердого вещества под действием внешнего давления можно только за счет еще большего сближения молекул. Межмолекулярные силы, которые сопротивляются сжатию, могут быть очень большими.

Поскольку частицы твердого вещества не обладают достаточной свободой и не могут перемещаться на большие расстояния, твердые вещества характеризуются механической прочностью. Молекулы, находящиеся внутри твердого вещества, почти (или совсем) не имеют кинетической энергии поступательного движения, так как они должны оставаться вблизи занимаемых ими мест. Тем не менее, они могут обладать колебательной энергией, то есть могут периодически перемещаться вперед-назад относительно положений, занимаемых ими в кристаллической решетке. Запас колебательной энергии твердого вещества пропорционален его абсолютной температуре, подобно запасу колебательной энергии газа.

На рис. 2.6 показано расположение атомов в веществе при нахождении его в различных физических состояниях. На рисунке видно, что газ имеет наименьшую плотность упаковки молекул и атомов, а твердые тела имеют самую плотную упаковку атомов и молекул. Жидкости занимают промежуточное положение.

Есть вещества, которые в природе существуют в трех состояниях и при этом легко переходят из одного состояния в другое в результате изменения температуры окружающей среды. Например, вода на нашей планете

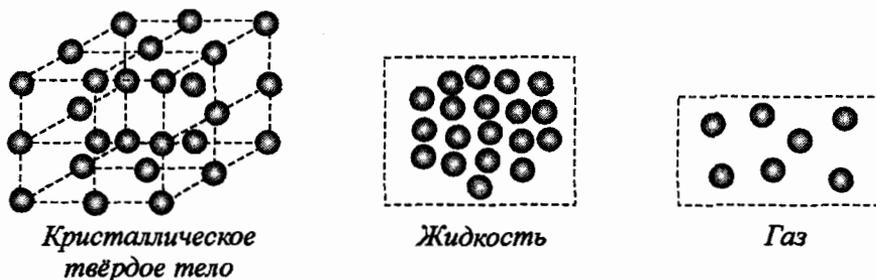


Рис. 2.6. Схема расположения молекул (атомов) в телах, находящихся в различных физических состояниях

существует в твердом состоянии в виде снежного покрова и ледников. При повышении температуры вода из твердого состояния переходит в жидкое состояние (реки, озера, моря, океаны). Испаряясь из рек, озер, морей, вода переходит из жидкого состояния в газообразное состояние и существует в виде облаков в Земной атмосфере. Охлаждаясь в атмосфере, вода переходит из газообразного состояния в жидкое состояние. В дальнейшем при отрицательных температурах вода переходит из жидкого состояния в твердое состояние. Таким образом, в природе все время совершается переход между этими тремя фазовыми состояниями воды.

## 2.7. МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ГАЗОВ

Из трех физических состояний, в которых может находиться вещество, наиболее простым для изучения является газообразное, поэтому мы начнем изучение свойств веществ со свойств газов.

Мы исследуем свойства газов с точки зрения кинетической теории, которая основана на законах классической механики. Однако применять законы Ньютона по отдельности к каждой из огромного числа молекул газа не способен даже современный компьютер. Например, так как газ при нормальных условиях содержит больше  $10^{25}$  молекул, то нам пришлось бы составить и решить более  $10^{25}$  уравнений, что невозможно.

Для изучения молекулярных процессов применяют методы, отличные от применявшихся при изучении механических явлений. Один из этих методов заключается в том, что законы механики применяют не к каждой молекуле, а к большой совокупности молекул, например, ко всем молекулам газа, занимающим тот или иной объем. Для этого вводятся специальные понятия и величины — такие, например, как средняя скорость молекул, средняя плотность, среднее давление и так далее. При вычислениях этих величин используют вероятностные (статистические) методы, а поэтому этот метод получил название *статистического* метода.

Другой метод заключается в том, что процессы, происходящие в той или иной системе молекул, изучают, не интересуясь внутренним строением этой системы — *феноменологический* (целостный) подход. В этом случае используются физические понятия и величины, характеризующие систему

в целом. Например, при изучении газов используют такие величины, как давление, объем и температура. В ходе экспериментальных исследований устанавливают связь между этими величинами, а теоретическое объяснение экспериментально найденным закономерностям дается, исходя из наиболее общих законов физики (например, с позиции закона сохранения энергии). Мы уже знаем, что такой метод получил название *термодинамического* метода.

Разумеется, должно выполняться требование о соответствии микроскопического (статистического) описания макроскопическим (термодинамическим) свойствам газов.

В основном мы будем пользоваться термодинамическим методом, но для объяснения сущности некоторых понятий, определений, явлений и для интерпретации результатов некоторых термодинамических исследований будем использовать и статистический подход. При изучении молекулярных явлений статистический и термодинамический методы взаимно дополняют друг друга.

В 1738 г. швейцарский ученый Даниэль Бернулли (1700–1782 гг.) выдвинул предположение, которое затем поддержали и другие ученые. Согласно этому предположению, свойства газов можно объяснить, исходя из предпосылки, что частицы газа находятся в непрерывном движении, но не взаимодействуют друг с другом. В рамках этой модели температура газа связана со средней скоростью движения этих частиц. Такое представление послужило основой новой теории, получившей название молекулярно-кинетической теории газов; в наиболее полной и совершенной форме она была сформулирована в 1857 г. Рудольфом Клаузиусом. Сделаем следующие допущения относительно молекул идеального газа. Эти допущения, хотя и соответствуют упрощенным представлениям о свойствах газа, достаточно хорошо описывают существенные особенности реальных газов, которые находятся при низком давлении и далеки от точки сжижения или конденсации. При этих условиях поведение газов почти правильно описывается законом идеального газа. Мы будем рассматривать идеальный газ. Считают, что в идеальном газе:

- отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия, то есть молекулы не притягиваются и не отталкиваются друг от друга;
- взаимодействие молекул происходит только при их соударениях и является упругим;
- молекулы газа не имеют объема, то есть представляют собой материальные точки.

Ближе всего эта модель газа соответствует свойствам одноатомных газов, находящихся при давлениях, близких к атмосферному давлению, и температурах от  $-200^{\circ}\text{C}$  до нескольких тысяч градусов.

В основе кинетической теории лежат следующие постулаты:

1. Имеется большое число молекул  $N$  с массой  $m$  каждая, движущихся в случайных направлениях с различными скоростями. Это предположение согласуется с нашим наблюдением, что газ заполняет весь

- предоставленный ему объем сосуда; воздушная атмосфера вокруг Земли удерживается вокруг нее не только благодаря действию сил тяжести.
2. В среднем молекулы далеко отстоят друг от друга; это значит, что разделяющее их расстояние значительно превосходит диаметр каждой молекулы.
  3. Предполагается, что молекулы подчиняются законам классической механики и вступают во взаимодействие друг с другом лишь при столкновениях. Хотя в промежутках между столкновениями молекул друг с другом и действуют силы притяжения, соответствующая этим силам потенциальная энергия мала по сравнению с кинетической энергией движения молекул; мы будем пренебрегать ею.
  4. Столкновения молекул друг с другом или со стенкой сосуда являются упругими, подобно столкновениям упругих бильярдных шаров. Мы считаем, что столкновения происходят за очень короткие промежутки времени по сравнению со временем между столкновениями, так что потенциальной энергией столкновений можно пренебречь по сравнению с кинетической энергией движения частиц между столкновениями.

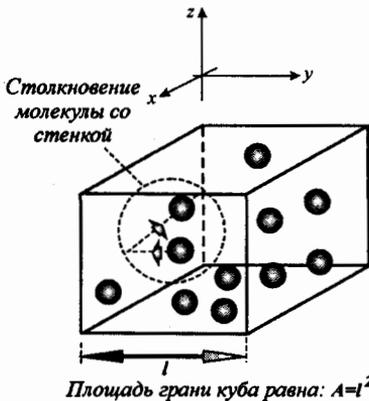


Рис. 2.7. Схема движения молекул газа, заключенного в сосуде

Вычислим теперь давление газа на основе кинетической теории. Для этого представим себе, что молекулы содержатся в сосуде, имеющем форму куба (рис. 2.7), грань которого имеет площадь  $A$ , а длина ребра равна  $l$ .

Согласно нашей модели, давление газа на стенки сосуда обусловлено столкновениями молекул газа со стенками. Рассмотрим стенку с площадью  $A$  с левой стороны сосуда и выясним, что происходит, когда одна из молекул ударяется об нее как показано на рис. 2.7 (место соударения обведено окружностью). Молекула действует на стенку, а та в свою очередь действует на молекулу с равной по величине и противоположной по направлению силой (третий закон Ньютона).

Согласно второму закону Ньютона величина этой силы  $F$  определяется по формуле:

$$F = ma = m \frac{dV}{dt} = \frac{d(mV)}{dt} = \frac{dP}{dt},$$

где  $m$  — масса молекулы;  $a$  — ускорение молекулы;  $V$  — скорость молекулы;  $P = mV$  — импульс молекулы.

В силу предположения о том, что столкновение является упругим, изменяется лишь  $x$  — составляющая импульса молекулы ( $-mV_x$ ) (молекула движется в отрицательном направлении оси  $x$ ) до  $(+mV_x)$ . Таким образом, изменение импульса  $\Delta(mV)$ , которое равно разности конечного и начального импульсов, для одного столкновения запишется в виде

$$\Delta(mV) = mV_x - (-mV_x) = 2mV_x.$$

Молекула будет много раз сталкиваться со стенкой, причем столкновения будут происходить через промежуток времени  $\Delta t$  — время, необходимое молекуле для того, чтобы пересечь сосуд и вернуться назад, то есть пройти расстояние  $2l$ . Таким образом,  $2l = V_x \Delta t$ , или  $\Delta t = 2 \cdot l / V_x$ . Промежуток времени  $\Delta t$  между столкновениями очень мал, поэтому за одну секунду совершается множество столкновений. При этом средняя сила (усредненная по многим столкновениям) будет равна силе, действующей при одном столкновении, деленной на время, прошедшее между столкновениями (второй закон Ньютона):

$$F = \frac{\Delta(mV_x)}{\Delta t} = \frac{2mV_x}{(2l/V_x)} = \frac{mV_x^2}{l}, \text{ [на одну молекулу].}$$

Во время движения по сосуду туда и обратно молекула может сталкиваться с верхними и боковыми стенками, однако  $x$  — составляющая ее импульса при этом остается постоянной (без изменения) и, следовательно, полученный нами результат останется прежним. Кроме того, молекула может также столкнуться с другими молекулами, что может изменить составляющую ее скорости  $V_x$ , но, так как любое уменьшение (или увеличение) импульса передается другой молекуле, а, в конце концов, мы будем суммировать по всем молекулам, этот эффект будет учтен и полученный выше результат не изменится. Конечно, реальная сила, действующая со стороны одной молекулы, имеет скачкообразный характер, но, поскольку в единицу времени о стенку ударяется огромное количество молекул, сила является в среднем почти постоянной. Для того чтобы вычислить силу, действующую со стороны всех молекул в сосуде, необходимо просуммировать вклады от каждой из них. Таким образом, средняя результирующая сила, действующая со стороны молекул на стенку, запишется в виде:

$$F = \frac{m}{l} (V_{x,1}^2 + V_{x,2}^2 + \dots + V_{x,N}^2),$$

где  $V_{x,1}, V_{x,2}, \dots, V_{x,N}$  — скорости молекул с номерами  $1, 2, \dots, N$ ;  $N$  — число молекул.

Запишем теперь среднее значение квадрата  $x$ -составляющей скорости  $V_x^2$ :

$$V_x^2 = \frac{V_{x,1}^2 + V_{x,2}^2 + \dots + V_{x,N}^2}{N}. \quad (2.31)$$

Таким образом, среднюю силу  $F$  можно записать как

$$F = \frac{m}{l} N V_x^2. \quad (2.32)$$

Известно, что квадрат любого вектора равен сумме квадратов составляющих (теорема Пифагора). Поэтому для любой скорости  $V$  имеем

$$V^2 = V_x^2 + V_y^2 + \dots + V_z^2. \quad (2.33)$$

Поскольку мы предполагаем, что скорости молекул рассматриваемого газа распределены хаотически и не имеется какого-либо привилегированного (преобладающего) направления движения, то можно записать

$$V_x^2 = V_y^2 = V_z^2, \quad (2.34)$$

и поэтому зависимость (2.33) с учетом равенства (2.34) переписется в виде

$$V^2 = 3V_x^2.$$

Подставим это равенство в формулу (2.32) для определения средней силы  $F$ :

$$F = \frac{m}{l} N \frac{V^2}{3}. \quad (2.35)$$

Тогда зависимость для определения давления на стенку сосуда будет иметь вид

$$p = \frac{F}{A} = \frac{1}{3} \frac{NmV^2}{A \cdot l} = \frac{1}{3} \frac{NmV^2}{V_C}, \quad (2.36)$$

или

$$p = \frac{1}{3} \beta \cdot mV^2, \quad (2.37)$$

где  $V_C = A \cdot l$  — объем сосуда;  $\beta = N/V_C$  — концентрация молекул.

Это и есть искомое выражение для определения давления газа, записанное через свойства отдельных молекул. Соотношение (2.37) получило название *основного уравнения* молекулярно-кинетической теории идеального газа.

Выражение (2.37) можно записать в виде:

$$p = \frac{2}{3} \frac{N}{V_C} \left( \frac{1}{2} mV^2 \right), \quad (2.37')$$

или

$$p = \frac{2}{3} \beta \left( \frac{1}{2} mV^2 \right), \quad (2.38)$$

из которого видно, что при постоянном объеме ( $V_C = idem$ ) давление идеального газа зависит от концентрации молекул  $\beta$  и кинетической энергии  $0.5mV^2$  их поступательного движения. Экспериментально было замечено, что при нагревании газа его давление пропорционально зависит от температуры, то есть  $p \sim T$ , но давление также пропорционально зависит и от концентрации молекул  $\beta = N/V_C$ , т.е.  $p \sim N/V_C$ .

Объединяя обе эти экспериментально обнаруженные закономерности, можно записать:

$$p \sim \frac{NT}{V_C}.$$

Чтобы эту зависимость записать в виде равенства, необходимо ввести коэффициент пропорциональности  $k$ :

$$p = \frac{kNT}{V_C}. \quad (2.39)$$

Приравнивая правые части равенств (2.38) и (2.39), получаем

$$\frac{kNT}{V_C} = \frac{2}{3} \frac{N}{V_C} \left( \frac{1}{2} mV^2 \right).$$

Отсюда

$$T = \frac{1}{k} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{mV^2}{2}, \quad (2.40)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана ( $k \approx 1.38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К).

Из соотношения (2.40) следует вывод о том, что средняя кинетическая энергия движения молекул газа прямо пропорциональна абсолютной температуре.

Постоянная Больцмана  $k$  устанавливает, насколько изменяется кинетическая энергия хаотического движения молекулы любого газа при изменении его температуры на один градус. Поэтому и измеряется она в единицах энергии, отнесенных к единице температуры.

Объединяя все полученные сведения о температуре, ей можно дать следующее определение:

- *температурой* называется скалярная физическая величина, характеризующая интенсивность теплового движения молекул и пропорциональная средней кинетической энергии поступательного движения молекул.

К этому определению добавим уточнение, заключающееся в том, что к рассматриваемому газу не должно подводиться (или отводиться) тепло и его концентрация  $\beta$  должна оставаться неизменной (нет притока или оттока газа).

Рассмотрим подробнее постоянную Больцмана  $k$ , для чего выражение (2.40) запишем в виде

$$k = \frac{2}{3} \cdot \frac{mV^2}{2} / T. \quad (2.41)$$

Здесь в числителе — выражение для определения энергии, которая названа энергетической температурой. Вспомним, энергия — это способность выполнять работу. Энергия выражается в джоулях (Дж). Следовательно, газ при определенных условиях способен совершать работу, которая равна изменению кинетической энергии поступательного движения молекул. Знаменатель — это абсолютная температура, измеряемая в градусах Кельвина (К).

Таким образом, если газ совершит работу (правильнее — передаст энергию в форме работы), то его температура должна понизиться. Справедлив также и второй вывод — если работа будет совершена над газом (ему будет сообщена энергия в форме работы), то его температура должна увеличиться. Эти выводы в дальнейшем еще раз будут подтверждены.

Теперь мы вплотную подошли к понятию внутренней энергии. Под внутренней энергией (ВЭ) понимается полная сумма всех видов энергии молекул, принадлежащих телу.

Вычислим внутреннюю энергию  $n$  молей идеального одноатомного газа (молекула газа состоит из одного атома). Внутренняя энергия  $U$  является суммой кинетических энергий поступательного движения всех атомов (молекул). Эта сумма в точности равна средней кинетической энергии одной молекулы, умноженной на полное число молекул  $N$ :

$$U = N \left( \frac{1}{2} mV^2 \right). \quad (2.42)$$

Из соотношения (2.40) следует, что

$$\frac{1}{2} mV^2 = \frac{3}{2} kT. \quad (2.43)$$

Объединяя выражения (2.42) и (2.43), получим:

$$U = \frac{3}{2} NkT. \quad (2.44)$$

Умножим и разделим правую часть выражения (2.44) на число Авогадро  $N_A$ :

$$U = \frac{3}{2} \frac{N}{N_A} N_A kT = \frac{3}{2} n N_A kT, \quad (2.45)$$

где  $n = N/N_A$  — число молей (количество) газа.

Так как число Авогадро  $N_A$  и постоянная Больцмана  $k$  являются постоянными для любого идеального газа, то их произведение также является величиной постоянной, то есть  $N_A \cdot k = \text{const}$ . Введя в зависимость (2.45) обозначение  $N_A \cdot k = R = \text{const}$ , получим

$$U = \frac{3}{2} nRT, [\text{одноатомный идеальный газ}]. \quad (2.46)$$

Величина  $N_A \cdot k = R$  была названа *универсальной газовой постоянной*. Численное значение и размерность величины  $R$  находим, учитывая, что

$$N_A = 6.022045 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}; \quad k = 1.380662 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}; \\ R = 6.022045 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} \cdot 1.380662 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} \approx 8.314 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}.$$

Уравнение (2.43) играет большую роль в молекулярно-кинетической теории. Оно показывает, что средняя кинетическая энергия поступательного движения молекулы пропорциональна температуре. Этот вывод оказывается верным не только для газов, но и для вещества в любом состоянии.

С точки зрения соотношения (2.43) абсолютный нуль температуры ( $T = 0$ ) соответствует такому состоянию идеального газа, при котором прекращается тепловое движение молекул (внутренняя энергия равна нулю). Как мы убедимся позже, достигнуть такого состояния согласно выводам термодинамики нельзя, однако приблизиться к нему сколь угодно близко в принципе возможно.

Соотношение (2.43) позволяет трактовать температуру как статистический параметр, получающийся из уравнения кинетической энергии для большого числа  $N$  молекул. Понятие температуры теряет смысл, если число молекул мало. Тем более бессмысленно говорить о температуре одной молекулы.

Анализ соотношения (2.46) позволяет сделать вывод, что внутренняя энергия идеального газа определяется только температурой и числом молей газа.

Если молекулы газа содержат больше одного атома, необходимо учитывать энергию вращательного и колебательного движений молекул. У многоатомного газа при данной температуре внутренняя энергия  $U$  больше, чем у одноатомного газа. Но эта энергия по-прежнему является функцией только температуры.

Внутренняя энергия реальных газов также зависит от температуры, однако, в той области, где их поведение существенно отличается от идеального, она зависит в некоторой степени от объема и давления.

Внутренняя энергия жидкостей и твердых тел имеет очень сложный вид, поскольку в нее входит потенциальная энергия электрического взаимодействия, связанная с силами (или «химическими» связями), действующими между атомами и молекулами.

Ученые, разработавшие молекулярно-кинетическую теорию, должны были объяснить тот факт, что молекулы газа движутся с разными скоростями. Молекулы газа совершают хаотическое движение, сталкиваясь, друг с другом и стенками сосуда. В один и тот же момент времени некоторые из них движутся с большой скоростью, а другие — с малой. Существуют способы, позволяющие провести измерения распределения молекул газа по скоростям их движения [6, 7, 24].

## 2.8. РАЗЛИЧИЕ МЕЖДУ ТЕМПЕРАТУРОЙ, ТЕПЛОТОЙ И ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИЕЙ

Различие между температурой, теплотой и внутренней энергией можно понять с помощью молекулярно-кинетической теории. Температура является мерой средней кинетической энергии поступательного движения отдельных молекул газа (тела). Внутренняя энергия тела определяется полной энергией всех молекул, или проще, суммированием кинетической энергии каждой молекулы. Вместе с тем, молекулы имеют разную скорость. Это было доказано экспериментально. Если скорости всех молекул сложить вместе и разделить на число молекул, то получим некоторую среднюю скорость, которая будет находиться в диапазоне скоростей  $V_{\min} < V_{\text{ср}} < V_{\max}$ . В этом случае можно считать, что каждая молекула тела движется со средней скоростью  $V_{\text{ср}}$  и в среднем обладает кинетической энергией, равной

$$E_{\text{мол}} = mV_{\text{ср}}^2 / 2.$$

Температура тела пропорциональна средней кинетической энергии молекулы.

В качестве примера представим себе две емкости с водой, в каждой из которых содержится одинаковое количество воды. Температура воды в обеих емкостях одинакова. Внутренняя энергия воды в первой емкости равна внутренней энергии воды во второй емкости, так как число молекул в них одинаково и их скорости примерно одинаковы. Если из одной емкости забрать часть воды, то внутренняя энергия оставшейся части воды уменьшится, так как уменьшится число молекул. Температура воды в этой емкости не изменится, так как средние скорости молекул не изменятся.

Рассмотрим другой пример. Пусть имеется два бруска разной массы (рис. 2.8), изготовленные из одного и того же материала. Следовательно, они имеют разное число молекул.

В большем бруске их больше, чем в меньшем ( $N_1 > N_2$ ). Средняя скорость молекул в первом и во втором брусках может быть найдена из

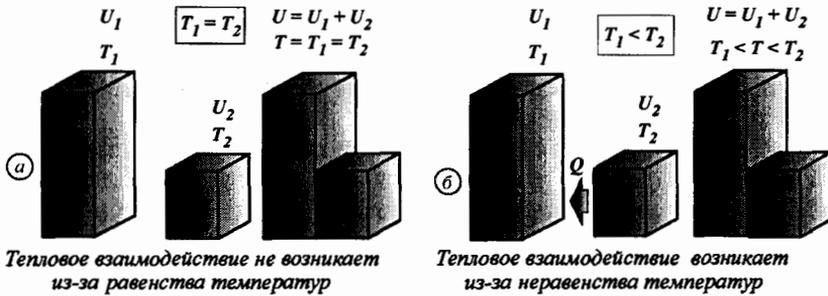


Рис. 2.8. Условия возникновения теплового взаимодействия между телами

зависимостей<sup>1</sup>:

$$V_{\text{cp}}^1 = \frac{V_1^1 + V_2^1 + \dots + V_N^1}{N_1}; \quad V_{\text{cp}}^2 = \frac{V_1^2 + V_2^2 + \dots + V_N^2}{N_2}.$$

Усредненная скорость молекул в обоих случаях будет примерно одинаковой (при одинаковых внешних условиях), то есть  $V_{\text{cp}}^1 = V_{\text{cp}}^2$ . Тогда, согласно уравнению (2.40), температуры обоих брусков будут одинаковы, то есть  $T_1 = T_2$ . Согласно зависимости (2.42), внутренняя энергия первого бруска будет больше, чем второго ( $U_1 > U_2$ ), так как общее число молекул в первом бруске больше, чем во втором ( $N_1 > N_2$ ). Если эти бруски привести в контакт (рис. 2.8, а), то их температура не изменится, так как  $T_1 = T_2 = T$ , а внутренняя энергия  $U$  соединенных брусков будет равна сумме внутренних энергий каждого бруска ( $U = U_1 + U_2$ ). Внутренняя энергия увеличится из-за увеличения общего числа молекул ( $N = N_1 + N_2$ ), средняя скорость молекул не изменится ( $V_{\text{cp}} = V_{\text{cp}}^1 = V_{\text{cp}}^2$ ).

Если по какой-либо причине температура одного из брусков окажется больше температуры другого, например,  $T_2 > T_1$  (рис. 2.8, б), то средняя скорость молекул во втором бруске будет больше средней скорости молекул в первом бруске. Внутренняя энергия обоих брусков в общем случае также неодинакова, так как неодинаково число молекул в каждом из брусков. Возможно также, что внутренняя энергия второго (меньшего) бруска окажется равной, меньшей или большей внутренней энергии первого (большого) бруска, так как средняя скорость молекул в меньшем бруске больше средней скорости молекул в большем бруске. Однозначного ответа здесь нет, так как внутренняя энергия тела зависит не только от средней скорости молекул, но и от их числа. Каждая молекула малого бруска имеет большую кинетическую энергию, чем каждая молекула большого бруска, так средняя скорость молекул во втором бруске больше средней скорости молекул в первом бруске. Приведем снова в контакт оба бруска. В этом случае по поверхности контакта молекулы обоих брусков будут соударяться. Однако мы знаем, что кинетическая энергия молекул второго бруска больше кинетической энергии молекул первого бруска. Следовательно, через поверхность контакта молекулы второго (меньшего) бруска будут передавать часть своей кинетической энергии молекулам первого

<sup>1</sup> В этих зависимостях цифры в верхних индексах означают: 1 — величина относится к первому телу; 2 — величина относится ко второму телу.

(большого) бруска. Молекулы с большей кинетической энергией будут передавать свою энергию молекулам с меньшей кинетической энергией путем совершения над ними работы во время контакта (и только). Таким образом, кинетическая энергия молекул второго (малого) бруска на поверхности контакта будет понижаться по сравнению с молекулами, находящимися внутри этого же бруска. Но эти молекулы соударяются с молекулами, находящимися внутри бруска и имеющими большую кинетическую энергию. От молекул, находящихся внутри бруска, кинетическая энергия будет постоянно передаваться молекулам, находящимся на поверхности контакта.

Таким образом, кинетическая энергия молекул второго (малого) бруска во время его контакта с первым (большим) бруском будет понижаться. В это время молекулы первого (большого) бруска, находящиеся на поверхности контакта, будут получать кинетическую энергию от молекул второго бруска. Их средняя скорость будет возрастать. Но они также сталкиваются с молекулами бруска, находящимися внутри. Таким образом, кинетическая энергия от молекул, находящихся на поверхности бруска, будет передаваться молекулам, находящимся внутри. В результате средняя скорость молекул первого (большого) бруска будет увеличиваться, а второго — уменьшаться. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока не установится одинаковая средняя скорость молекул в обоих брусках. Следовательно, температура большого бруска будет увеличиваться, а меньшего — уменьшаться. В итоге установится равенство температур обоих брусков ( $T^* = T_1^* = T_2^*$ ), при этом следует заметить, что температура обоих брусков не будет равна температуре одного из них до приведения в контакт, то есть  $T_1 < T^* < T_2$ .

После приведения в контакт внутренняя энергия каждого бруска также изменится: первого — увеличится, а второго — уменьшится. Хотя температуры обоих брусков в результате теплового взаимодействия и станут равными, внутренние энергии каждого бруска не будут равными из-за разности числа молекул в них, то есть  $U_1 \neq U_2$ . Внутренняя энергия двух брусков  $U$  равна сумме внутренних энергий каждого бруска, то есть  $U = U_1 + U_2$ . Таким образом, внутренняя энергия обладает свойством аддитивности (целое равно сумме его частей). Температура таким свойством не обладает.

Сравним результаты проведенных нами опытов. При приведении в контакт большого и малого брусков с равными температурами (рис. 2.8, а) их температура не изменилась, то есть  $T_1 = T_2 = T$ . Это говорит о том, что средние скорости молекул в обоих брусках были одинаковыми ( $V_{\text{ср}}^1 = V_{\text{ср}}^2$ ). Внутренняя энергия каждого из брусков также не изменилась, хотя  $U_1 \neq U_2$ . Внутренняя энергия от одного бруска к другому не передавалась. Тепловое взаимодействие между брусками при равенстве температур не происходит.

Во втором случае (рис. 2.8, б), когда температуры обоих брусков были разными (в частности, когда  $T_2 > T_1$ ), приведение их в контакт привело к выравниванию температур. В течение процесса выравнивания температур происходило тепловое взаимодействие между брусками, которое

мы рассмотрели ранее. Внутренняя энергия меньшего бруска передается большему бруску.

Рассмотрим эти явления с помощью макроскопического (феноменологического) и микроскопического (статистического) методов исследования. На макроскопическом уровне мы говорим, что между брусками происходит тепловое взаимодействие. Внутренняя энергия от одного тела передается к другому в виде *теплоты* (тепловое взаимодействие). На микроскопическом уровне каждая молекула с большей кинетической энергией передает часть своей энергии молекуле другого тела путем совершения работы при соударении. Таким образом, на молекулярном уровне имеется некоторая аналогия с механическим движением. Мы будем пользоваться в основном феноменологическим методом исследования.

Рассмотренный выше пример позволяет сделать следующие выводы:

1. Если температуры тел, приведенных в контакт, одинаковы, то внутренняя энергия от одного тела к другому не передается. Между телами нет теплового взаимодействия. (Следует заметить, что передача внутренней энергии от одного тела к другому в форме теплоты может осуществляться и без соприкосновения тел, например, нагрев тела человека от печки, костра).
2. Если температуры тел разные, то передача внутренней энергии от одного из них к другому может осуществляться в виде теплоты. В этом случае говорят, что между телами имеет место тепловое взаимодействие.
3. Внутренняя энергия системы обладает свойством аддитивности<sup>1</sup>, а температура этим свойством не обладает, то есть

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_i, \text{ [наличие аддитивности];}$$

$$T \neq T_1 + T_2 + \dots + T_i, \text{ [отсутствие аддитивности].}$$

Таким образом:

- *температура* — это мера средней кинетической энергии отдельных молекул тела;
- *внутренняя энергия* — это полная кинетическая энергия поступательного движения всех молекул тела (применительно к идеальному газу);
- *теплота* — это способ передачи внутренней энергии от одного тела к другому (энергия в переходе).

## 2.9. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ШКАЛЫ

Одной из существенных черт науки является то, что она дает количественное описание процессов и явлений. Чтобы стать предметом научного исследования, тепловые явления должны быть описаны с помощью числовых величин.

<sup>1</sup> Упрощенно свойство аддитивности можно объяснить следующим примером: масса всего автомобиля в сборе равна сумме масс всех составляющих его деталей.

Вплоть до XVII в. включительно люди знали, что при выполнении механической работы, например, путем трения двух предметов друг о друга, их можно нагреть, не приводя в контакт с более горячим телом (это было очень просто сделать). Люди уже наблюдали, что тепловые взаимодействия могут приводить к разнообразным физическим и химическим изменениям.

Все эти сведения были чисто эмпирическими и качественными (количественные измерения почти не проводились). Не было установлено никаких количественных соотношений. Как сказал У. Томсон (лорд Кельвин): *«...если что-то нельзя выразить в числах, то об этом нам известно очень мало»*. Основной количественной величиной при изучении тепловых явлений является температура.

Идея измерения температуры может быть реализована через принцип сравнения. Зная точно температуру какого-либо предмета, можно относительно него уже определять степень нагрева тела.

Люди уже давно пришли к выводу, что для измерения степени нагрева тел нужны специальные приборы, которые давали бы объективные показания независимо от наших ощущений.

История о том, как научились измерять температуру, интересна и необычна. Термометры были придуманы за много лет до того, как люди поняли, что именно они измеряют. Даже среди ученых того времени существовали разные мнения о том, что такое потоки тепла, что такое тепловое равновесие и что означает степень нагрева тела.

Античные ученые и схоласты средневековья сопоставляли с теплом и холодом свойства притяжения и отталкивания. Такое определение ничего не могло объяснить. В нем таилось глубокое заблуждение, что тепло и холод — это разные вещи. Понять, что холод — недостаток тепла (локальный), а не другая субстанция, было не так то легко.

Наверное, врачи были первыми, кому понадобилась сравнительная, и притом довольно точная, шкала теплоты тела. Они очень давно заметили, что здоровье человека как-то связано с теплотой его тела и лекарства способны изменять это качество. Лекарствам приписывалось охлаждающее или согревающее действие, а степень этого действия определялась градусами (ступенями, по-латыни).

Врачи очень поздно поняли, что здоровые люди имеют практически одну и ту же температуру. Степень нагрева тела относили не к состоянию здоровья человека, а к его темпераменту. Врачи долго не понимали и того, что высокая температура — горячка, есть проявление болезни, а не сама болезнь.

Первым, кто начал попытки измерять температуру (степень нагрева тел), был Галилео Галилей. Во времена Галилея естествоиспытатели почти ничего не умели измерять. Даже самое простое измерение длины или объема встречало трудности, так как не существовало никаких общепринятых эталонов длины. Меры длины в разных странах были разными, и сравнить их было делом хлопотным. Законы механики могли быть открыты Галилеем только потому, что он одним из первых понял, как важно производить точные измерения.

К изучению тепловых явлений Галилей подошел с тех же позиций — прежде всего он задался вопросом, как измерить температуру тела. Первый

зафиксированный шаг в развитии числовой температурной шкалы связан с термометром Галилея, который схематично показан на рис. 2.9.

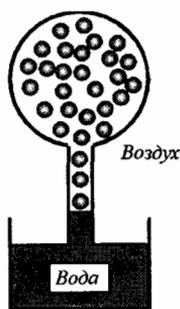


Рис. 2.9. Схема термометра (термоскопа) Галилея

Термометры, которые делал Галилей (около 1597 г.), состояли из стеклянного, наполненного воздухом, шара, от нижней части которого отходила трубка, частично заполненная водой и заканчивавшаяся в наполненном водой сосуде. Когда шар соприкасался с теплым телом, воздух расширялся и вытеснял жидкость из трубки вниз. Когда с шаром соприкасалось холодное тело, воздух сжимался, и уровень воды в трубке повышался. Изменение уровня воды в стеклянной трубке служило указанием на степень нагрева, например, руки, прикоснувшейся к шару.

Как мы скоро узнаем, расширение или сжатие газа при изменении его температуры, в конце концов, легло в основу современной стандартной шкалы температур. В термометре Галилея высота столбика зависела как от температуры, так и от атмосферного давления. Получать точные результаты с помощью такого термометра было невозможно. О барометре же во времена Галилея ничего не было известно. Сейчас мы понимаем, что высота столбика жидкости в трубке зависит от атмосферного давления. Только ученик Галилея Торричелли смог установить связь между высотой столбика ртути и атмосферным давлением. Следовательно, при одной и той же температуре показания такого прибора на вершине горы отличались бы от его показаний у подножья. Изменение атмосферного давления в течение суток также вносило бы ошибки. Итак, термометр Галилея измерял довольно неопределенную величину, но все же позволял сравнивать температуру в одно и то же время и в одном и том же месте.

Термометр Галилея не имел никакой шкалы, поэтому выразить его показания числом было невозможно. Нельзя было, конечно, сравнивать и показания разных термометров или показания одного прибора в разное время. Впоследствии этот прибор назвали термоскопом, а не термометром.

Почти у каждого из нас слово термометр ассоциируется с градуированной тонкой стеклянной трубочкой с шариком на одном конце, содержащем жидкость. Мы пользуемся им, когда измеряем температуру тела. Такой термометр висит на стене почти в каждом жилом помещении. Нет ни одной настоящей лаборатории, где нет хотя бы одного термометра. Этот вездесущий прибор с жидкостью внутри стеклянной трубки был изобретен в середине XVII в. во Флорентийской академии наук и поэтому долгое время назывался флорентийским термометром. Первые термометры были несколько больше современных и состояли из стеклянного шарика, наполненного жидкостью (обычно спиртом). Шарик присоединялся к стеклянной трубке, имеющей один и тот же внутренний диаметр по всей длине и размеченной через равные интервалы. Первоначально предполагалось, что объем трубки между двумя метками должен быть равен  $1/1000$  объема шарика. Это условие требовало очень высокого искусства стеклодувов, и

вскоре шкалу стали наносить после сборки и заполнения термометра. Одна метка наносилась в том месте, где находился уровень жидкости при одной фиксированной, или реперной, температуре шарика, другая — при другой фиксированной температуре. Расстояние между двумя метками затем делилось дополнительными метками на равные интервалы — «градусы».

Первый шаг на пути к построению температурной шкалы сделал уже упоминавшийся ранее бургомистр Магдебурга (Германия) Отто фон Герике. Термометр Герике состоял из латунного шара, заполненного воздухом, и изогнутой U-образной трубки со спиртом. В термометре Герике температуру указывал деревянный человечек, который с помощью шнура и блока был связан с латунным поплавком, плавающим в открытом конце термометра.

Герике нужно было знать температуру воздуха в каких-то абсолютных единицах для того, чтобы можно было сравнить температуру воздуха в разных местах. Для этой цели на термометре Герике в середине шкалы стояла точка, около которой указатель останавливался при первых заморозках, — эту точку и выбрал Герике за начало шкалы (одна единственная реперная точка). Такой выбор реперной точки был наивен, ибо он зависел от знания выбирающего (что такое первые заморозки, одинаковы ли они). Но первый шаг был сделан. Для построения температурной шкалы осознавалась необходимость выбора точек отсчета (реперных точек).

Еще в 1655 г. Гюйгенс указывал на то, что в качестве опорных (реперных) точек термометра можно выбрать две точки — точку кипения воды и точку таяния льда. Он предложил обозначить эти точки 100 градусов ( $100^{\circ}\text{C}$ ) и нуль градусов ( $0^{\circ}\text{C}$ ). Однако эти точки тогда остались незамеченными.

Выбор реперных температур имеет интересную историю. В 1701 г. И. Ньютон в работе «О шкале степеней тепла и холода» предложил в качестве нижней фиксированной точки отсчета взять точку замерзания воды и придать ей нулевое значение, а в качестве верхней такой точки — температуру «здорового мужчины», придав ей значение 12 (рис. 2.10).

Прошло немного времени и мысль о постоянных точках для построения шкалы температур стала общепринятой. В 1703 г. Гийом Амонтон описал новый термометр. В этом термометре измерялось не увеличение объема воздуха при нагревании, а изменение его давления, для чего воздух заперался столбиком ртути. В новом термометре Амонтон ввел постоянные точки отсчета — точку кипения воды (он не знал еще, что эта температура зависит от давления) и, как ни удивительно, выбрал в качестве нуля «ту значительную степень холода», при которой воздух теряет свою упругость. Свой «абсолютный нуль» он выбрал со значительной ошибкой, поместив его по современной шкале примерно на  $240^{\circ}$  ниже нуля (но все же это было немалое достижение). К концу своей научной деятельности Амонтон построил и полностью запаянный термометр, сделав его, наконец, совсем не зависящим от давления атмосферы.

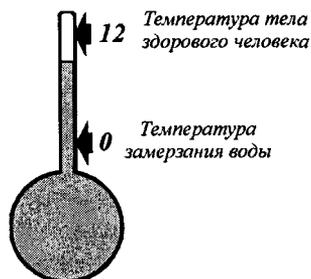


Рис. 2.10. Термометр И. Ньютона

Современник Ньютона, — Гук усовершенствовал флорентийский термометр с градуированной шкалой, а затем и учредил первый эталон термометра, с которым сравнивались рабочие приборы.

Первый современный термометр был предложен Даниэлем Фаренгейтом, инструментальным мастером из Голландии. Его термометры согласовывались между собой, так как при нанесении шкалы им использовались несколько «опорных» постоянных точек.

В 1709 г. Фаренгейт построил спиртовой термометр, где точка нуль отмечала самую низкую температуру зимы этого года. Эту температуру он получал, смешивая поваренную соль и нашатырь. В 1714 г. Фаренгейт заменил спирт ртутью, которая расширяется и сжимается больше, чем спирт. Кроме «зимней» точки, Фаренгейт выбрал вторую «опорную» точку, погружая прибор в смесь таящего льда, поваренной соли и нашатыря. Расстояние между этими точками Фаренгейт разделил на 32 части. Свою шкалу он проверял, измеряя температуру человеческого тела. Новая температура тела попадала на  $96^\circ$ . Позднее появилась еще и четвертая «опорная» точка — точка кипения воды. Она лежала на уровне  $212^\circ$ . Фаренгейт считал нормальной для человека температуру  $96^\circ$ , в то время как мы считаем  $36.6^\circ$  по Цельсию ( $36.6^\circ\text{C}$ ), то есть  $98^\circ$  по Фаренгейту ( $98^\circ\text{F}$ ). Шкала Фаренгейта до сих пор является самой употребительной температурной шкалой в англоязычных странах.

Во Франции в употребление вошла шкала Р. А. Ф. де Реомюра (около 1740 г.), построенная на точках замерзания воды ( $0^\circ\text{C}$ ) и ее кипения ( $80^\circ\text{C}$ ). Реомюр, исходя из своих измерений, вывел, что вода расширяется между этими двумя точками на 80/1000 часть своего объема (правильнее на 84/1000 часть).

Несколько странным образом в 1742 г. была введена современная шкала Цельсия. Шведскому ботанику Андерсу Цельсию не понравились отрицательные температуры, и он поместил  $0^\circ$  в точку кипения воды (первая реперная точка), а  $100^\circ$  — в точку ее замерзания (вторая реперная точка). Не завоевав популярности, она очень скоро была перевернута в правильное положение, в котором  $0^\circ$  был помещен в точку замерзания воды, а  $100^\circ$  — в точку кипения воды. С 1954 года эта шкала называется шкалой Цельсия. Символ  $^\circ\text{C}$  теперь означает «градусы Цельсия».

Пусть у нас имеется два термометра — ртутный и спиртовой. На оба термометра нанесена шкала Цельсия по двум отметкам уровня жидкости, соответствующим температурам таяния льда и кипения воды. Расстояние между двумя этими отметками разделено на 100 равных градусов. Такие (жидкостные) термометры можно применять только в ограниченном диапазоне температур из-за присущих им собственных ограничений. Например, ртуть в стеклянном термометре становится твердой в некоторой точке ( $-39^\circ\text{C}$ ), ниже которой ртутный термометр применять бесполезно. Такой термометр также будет бесполезным при температурах, когда жидкость испаряется (для ртути это  $357^\circ\text{C}$ ). Следовательно, чтобы измерять очень низкие и очень высокие температуры, требовались специальные термометры.

С другой стороны, в реальных условиях возможна следующая ситуация. Опустим в ведро с водой ртутный и спиртовой термометры. Первый может

показывать  $50^{\circ}\text{C}$ , а второй — около  $48.5^{\circ}\text{C}$ ! Возникает вопрос, а какой термометр правильный? Может они оба неправильные?

На основании тех сведений о температуре, которыми мы пока располагаем, следует ответить, что правильным является любой выбранный нами термометр. Чтобы измерять температуру таким прибором, необходимо договориться о том, какая термометрическая жидкость используется. Можно принять любой из этих термометров в качестве стандартного термометра. Какую бы жидкость не применяли, все термометры, конечно, предполагаются согласованными в реперных точках. Но при всех других температурах в показания термометров, наполненных любой другой жидкостью, кроме стандартной, необходимо вносить поправки. Если наш измерительный процесс зависит от поведения конкретного вещества (к тому же и произвольно выбранного), то, вероятно, мы мало можем узнать о природе самой температуры. Наконец, возникает следующий вопрос: если значение температуры зависит от вещества, которое выбрано для измерения, то существует ли в действительности такая абсолютная, фундаментальная и универсальная величина, как температура?

В жидкостных термометрах используется линейная зависимость объема жидкости от температуры и, как следствие этого, — линейная зависимость от температуры высоты столбика жидкости в канале термометрической трубки.

Поразмышляем, может ли термометрическим веществом служить газ? Ясно, что использовать его точно таким же способом, как жидкость, невозможно. Газ целиком заполняет весь содержащий его сосуд. Он не образует свободной поверхности или поверхности раздела. Его объем равен объему сосуда, в котором он находится.

Проанализируем выражение (2.38). Нетрудно заметить, что при постоянном объеме газа его давление  $p$  прямо пропорционально средней кинетической энергии молекул. С другой стороны, согласно выражению (2.40), средняя кинетическая энергия молекул газа прямо пропорциональна абсолютной температуре  $T$ . Точными опытами подтверждены зависимости (2.38) и (2.40). Это позволяет утверждать, что давление газов при постоянном объеме прямо пропорционально абсолютной температуре, то есть  $p \sim T$ . Сейчас мы просто констатируем, что при постоянном объеме давление газа увеличивается с увеличением его температуры. Это положение позволяет в качестве термометрического вещества в термометрах использовать газ. Такой термометр называют *стандартным газовым термометром постоянного объема*. На рис. 2.11 приведена упрощенная схема такого газового термометра.

В действительности газовый термометр устроен значительно сложнее, чем приведенный на рис. 2.11. Кроме того, в его показания приходится вводить множество поправок (например, на сжатие или на расширение содержащей газ колбы). На стеклянной трубке выгравирована линия, являющаяся опорной меткой (на рис. 2.11 указана стрелкой). Колба заполнена разреженным газом. Опорная метка определяет объем газа, давление которого меняется с изменением температуры окружающей среды. Наблюдаемой термометрической величиной является давление, соответствующее данному объему при различных температурах, то есть давление, которое

требуется для поддержания мениска (границы раздела газ — ртуть) на выгравированной отметке. Давление измеряется весом столба жидкости в манометре, представляющем собой U-образную трубку, наполненную ртутью. Поднимая или опуская трубку манометра, расположенную справа, можно поддерживать постоянным объем газа таким образом, чтобы ртуть в трубке слева совпадала с опорной меткой. Это условие должно выполняться при измерениях температуры. Давление газа в колбе всегда будет уравниваться высотой столба ртути  $h$ . Несмотря на практические сложности, принцип измерения остается простым.

Ясно, что давление, показываемое манометром, будет выше ( $h$  будет больше) при помещении колбы в кипящую воду, чем при помещении ее в смесь воды со льдом. Так как для идеального газа при постоянном объеме ( $V = \text{idem}$ ) давление газа зависит от температуры, для этих двух состояний можно произвольно определить отношение температур через отношение давлений:

$$\frac{T_s}{T_i} = \frac{p_s}{p_i}, \quad (2.47)$$

где  $s, i$  — индексы, означающие точку кипения и замерзания воды соответственно.

Если определять это отношение для различных газов (например, для азота, гелия, аргона, метана), начиная каждый раз с давления, примерно равного атмосферному давлению в точке замерзания воды, то есть при  $p = 760$  мм рт. ст. и  $T = T_i$ , то мы получим примерно одно и то же значение отношения  $p_s/p_i$ , независимо от используемого в термометре газа. Это постоянство убеждает нас в том, что определение отношения температур почти не зависит от конкретного выбора термометрического вещества.

Экспериментально также установлено, что с уменьшением начального давления  $p_i$  (чем сильнее разрежен газ) отношение давлений  $p_s/p_i$  для различных газов сходится к одному и тому же значению. Построив зависимости этого отношения  $p_s/p_i$  от давления  $p_i$  (которое определяется количеством газа в колбе) для различных газов, получим график, представленный на рис. 2.12.

При стремлении  $p_i$  к нулю, то есть при экстраполяции значений к вертикальной оси, для всех газов получается одно и то же предельное значение  $p_s/p_i$ , равное  $1.36609 \pm 0.00004$ . Это обстоятельство, которое подтверждается для всех исследованных газов, означает, что отношение температур имеет одно и то же значение независимо от химического состава газа (при  $V = \text{idem}$ ). Таким образом, теперь мы можем определить температурную шкалу, воспользовавшись условием, что для двух температур  $T_s$  и  $T_i$  имеет место соотношение

$$\frac{T_s}{T_i} = \lim_{p_i \rightarrow 0} \frac{p_s}{p_i} = 1.36609. \quad (2.48)$$

Соотношение (2.48) полностью не определяет шкалу, поскольку в нем две неизвестные величины  $T_s$  и  $T_i$ , а уравнение, связывающее их — одно. Зададим расстояние между температурами  $T_s$  и  $T_i$  по шкале, равное 100 (как в шкале Цельсия между температурами замерзания и кипения воды),

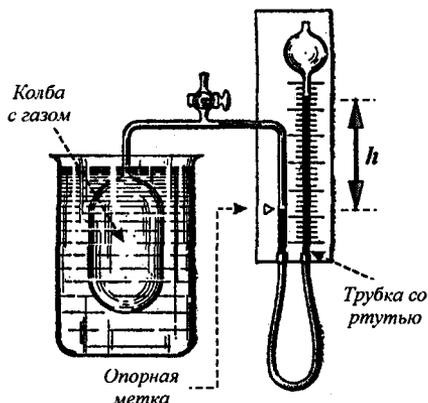
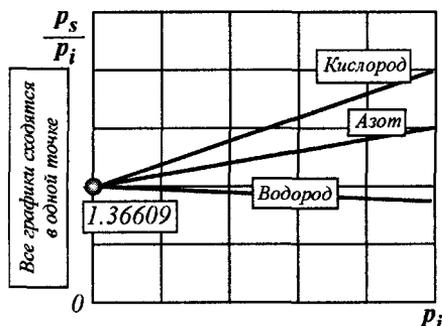


Рис. 2.11. Устройство газового термометра


 Рис. 2.12. Графики экстраполяции значений величины отношения давлений  $p_s/p_i$ 

т. е.

$$T_s - T_i = 100. \quad (2.49)$$

Это позволяет нам при построении шкалы температур установить такую же величину градуса, как в шкале Цельсия, в которой  $T_i = 0$ , а  $T_s = 100^\circ\text{C}$ .

Определим из уравнения (2.49)  $T_s = T_i + 100$  и подставим его в уравнение (2.48). В этом случае получим:

$$T_i = \frac{100}{1.36609 - 1} = 273.16.$$

Окончательно получим:

$$T_s = T_i + 100 = 273.16 + 100 = 373.16.$$

Для любой другой температуры  $T$ , соответствующей давлению  $p$ , можно записать

$$\frac{T}{T_i} = \lim_{p_i \rightarrow 0} \frac{p}{p_i},$$

или

$$T = T_i \lim_{p_i \rightarrow 0} \frac{p}{p_i} = 273.16 \lim_{p_i \rightarrow 0} \frac{p}{p_i}. \quad (2.50)$$

Таким образом, газовый термометр постоянного объема дает одинаковые показания независимо от используемого газа. Именно поэтому он был выбран для точного определения шкалы температур. Откалибровав этот термометр (рис. 2.11), мы получим термометр со *стандартной шкалой температур*.

Очевидно, что газовый термометр — не очень удобный прибор. Он громоздок, сложен устроен, с ним трудно работать. Чтобы произвести одно надежное измерение температуры с помощью газового термометра, может потребоваться несколько месяцев. Поэтому такие измерения проводятся только в нескольких лабораториях мира. Для повседневного использования принята гораздо более удобная шкала, наиболее близкая к газовой термометрической шкале. Эта практическая шкала, с тех пор несколько

Таблица 2.3

## Реперные точки Международной практической температурной шкалы 1968 г.

Равновесное состояние	Температура	
	$T^{68}$ , К	$t^{68}$ , °С
Тройная точка равновесного водорода	13.81	-259.34
Точка кипения водорода при давлении 33330,6 Па (25/76 нормальной атмосферы)	17.042	-256.108
Точка кипения равновесного водорода при 1 атм	20.28	-252.87
Точка кипения неона при 1 атм	27.402	-246.048
Тройная точка кислорода	54.361	-218.789
Точка кипения кислорода при 1 атм	90.138	-182.962
Тройная точка воды	273.16	0.01
Точка кипения воды при 1 атм	373.15	100.0
Точка затвердевания цинка	692.73	419.58
Точка затвердевания серебра	1235.08	961.93
Точка затвердевания золота	1337.58	1064.43

раз пересмотренная, основана на нескольких реперных точках, которые тщательно измерены в лабораториях, специализирующихся на газовой термометрии. Последний вариант международной практической температурной шкалы был согласован Международным комитетом по мерам и весам в октябре 1968 г. Эта шкала сокращенно обозначается МПТШ-68 (IPTS-68). Реперные точки этой шкалы приведены в табл. 2.3.

С 1990 г. введена новая Международная температурная шкала (МТШ-90), в которую внесены некоторые незначительные изменения.

Кроме приведенных в табл. 2.3 реперных точек международная шкала определяет процедуру интерполяции для получения промежуточных температур. Для определения промежуточных температур используются платиновые термометры сопротивления и платино-родиевые термодпары.

Кроме исходных реперных точек, приведенных в табл. 2.3, международная шкала определяет ряд вторичных реперных точек, основанных на температурах плавления и кипения различных веществ. Используя определение первичных и вторичных реперных температур вместе с описанием способов получения промежуточных температур, любая лаборатория может сравнительно легко откалибровать свои термометры и измерять температуры по международной шкале с пренебрежимо малыми ошибками.

Температура  $T_i$ , которую мы назвали точкой замерзания воды, не фигурирует в современном определении газовой термометрической шкалы, а поэтому ее нет в табл. 2.3. Ее заменила так называемая тройная точка воды  $T_{tp}$  — температура, при которой существуют лед, вода и водяной пар (индекс  $tp$  — сокращение английских слов triple point — «тройная точка»). Точку замерзания воды, определенную как температуру хорошо размешанной смеси льда и воды, насыщенной воздухом при нормальной атмосфере, трудно воспроизвести.

После нескольких лет дискуссии Генеральная конференция по мерам и весам в 1954 г. окончательно приняла предложение, выдвинутое еще Джеймсом Джоулем и Вильямом Томсоном (Кельвином) 100 лет назад.

Предложение состояло в том, чтобы для полного определения газовой термометрической шкалы использовать единственную точку, то есть заменить соотношение (2.49) единственной реперной температурой. В качестве этой единственной реперной точки была выбрана тройная точка воды. Это температура, при которой лед, водяной пар и вода существуют в отсутствие воздуха и любых других веществ, способных заметно растворяться в воде. Численное значение температуры тройной точки воды  $T_{tp}$  равно 273.160 градуса. Температура тройной точки воды легко воспроизводится с точностью  $\pm 0.00008^\circ\text{C}$  и обеспечивает очень удобный абсолютный эталон. Таким образом, газовая шкала температур теперь определяется следующими соотношениями:

$$\frac{T}{T_{tp}} = \lim_{p_{tp} \rightarrow 0} \frac{p}{p_{tp}},$$

где  $T_{tp} = 273.16$  — температура тройной точки воды.

Интересно, что в этой шкале точке таяния льда соответствует температура 273.15, что только на  $0.0100^\circ\text{C}$  ниже значения, полученного из соотношений (2.48) и (2.49).

Позже мы узнаем, что газовая термометрическая шкала полностью совпадает с так называемой абсолютной термодинамической шкалой (шкалой Кельвина), которая вообще не зависит от какого-либо термометрического вещества. Эта абсолютная шкала была названа шкалой Кельвина в честь великого шотландца Вильяма Томсона (впоследствии ставшего лордом Кельвином), впервые обосновавшего такую термометрическую шкалу на основе цикла Карно и много сделавшего для развития современной термодинамики. Эквивалентная абсолютная шкала Фаренгейта называется шкалой Рэнкина в честь шотландского инженера Вильяма Джона Мак-Кворна Рэнкина, современника Кельвина и одного из основоположников современной термодинамики. Все шкалы равноправны, однако в современной термодинамике предпочтительной является абсолютная температурная шкала Кельвина. В связи с этим температура в каждой из этих шкал имеет специальное обозначение:

- К — градусы по шкале Кельвина;
- $^\circ\text{C}$  — градусы по шкале Цельсия;
- $^\circ\text{R}$  — градусы по шкале Рэнкина;
- $^\circ\text{F}$  — градусы по шкале Фаренгейта.

Шкалу Рэнкина можно определить с помощью соотношения (2.48) и соотношения, определяющего размер градуса в шкале Фаренгейта:

$$\frac{T_s}{T_i} = \lim_{p_i \rightarrow 0} \frac{p_s}{p_i} = 1.36609, \quad T_s - T_i = 180.$$

Легко найти, что  $T_i = 491.68$  и  $T_s = 671.68$ . С 1968 г. шкалы Фаренгейта и Рэнкина определяются с помощью шкалы Кельвина. Именно, принято точное равенство  $1^\circ R = \frac{5}{9} K$ . Таким образом, точке замерзания воды соответствует  $T_i = 491.67^\circ\text{R}$  и  $t_i = 32.00^\circ\text{F}$ , а тройной точке воды  $T_{tp} = 491.69^\circ\text{R}$  и  $t_{tp} = 32.02^\circ\text{F}$ .

Сравнение некоторых точек в температурных шкалах Фаренгейта, Цельсия и Кельвина

Наименование параметра	Шкалы		
	Фаренгейта	Цельсия	Кельвина
Абсолютный нуль	-460°F	-273°C	0 K
Точка замерзания воды	32°F	0°C	273 K
Средняя комнатная температура	68°F	20°C	293 K
Нормальная температура тела человека	98,6°F	37°C	310 K
Точка кипения воды	212°F	100°C	373 K

Между шкалами Цельсия, Фаренгейта и Рэнкина существуют следующие соотношения:

$$^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9} (^{\circ}\text{F} - 32);$$

$$^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9} ^{\circ}\text{R} - 273.15;$$

$$\text{K} = ^{\circ}\text{C} + 273.15;$$

$$\text{K} = \frac{5}{9} ^{\circ}\text{F} + 255.38;$$

$$^{\circ}\text{F} = \frac{9}{5} ^{\circ}\text{C} + 32;$$

$$^{\circ}\text{F} = \frac{9}{5} \text{K} - 459.67;$$

$$^{\circ}\text{R} = \frac{9}{5} ^{\circ}\text{C} + 491.67;$$

$$^{\circ}\text{R} = \frac{9}{5} \text{K}.$$

В табл. 2.4 приведены некоторые значения часто встречаемых в популярной литературе и жизни температур в различных шкалах.

Традиционным прибором для измерения температуры человеческого тела является ртутный стеклянный термометр, показанный на рис. 2.13.

С экологической точки зрения этот прибор опасен, так как содержит ртуть, но попытки его замены успехом не увенчались. Термометры-пленки с термочувствительным слоем не нашли широкого применения. Ртутный стеклянный медицинский термометр имеет вложенную шкалу на отрезке температур от 34 до 42°C. Отсчет возможен с точностью до 0.1°C, что и отмечается на обратной стороне шкалы. Термометр – показывающий прибор. Он состоит из термобаллона с ртутью, капиллярной трубки и уже упомянутой вложенной шкалы. Критическая (с точки зрения медицины) температура +37°C отмечается особым знаком или цветным написанием цифр.



Рис. 2.13. Медицинский термометр

Особенность медицинского термометра состоит в том, что он максимальный. Это означает, что столбик ртути достигает максимальной для данного

измерения отметки и даже при понижении в дальнейшем температуры он не опускается (как бы «замирает» на некоторой отметке). Это сделано искусственно благодаря капилляру, имеющему местное сужение.

Если температура после измерения начинает падать, то ртуть в баллоне сжимается и в месте сужения происходит разрыв столбика. Если бы этого не происходило, мы не смогли бы точно измерить температуру тела. Ведь для снятия показания термометр нужно отводить от тела, в результате чего его контакт с телом прекращается. Но в это время термометр будет контактировать с окружающей средой, температура которой отличается от температуры тела, и столбик ртути должен опускаться. Из-за этого возникнет погрешность измерения. Следует отметить, что погрешность измерения температуры тела, равная  $0.1^{\circ}\text{C}$  для медиков является очень существенной. При измерении температуры тела столбик ртути останавливается на максимальной (для данного случая) отметке и в дальнейшем не перемещается (даже если он не находится в контакте с телом). Перед новым измерением температуры термометр встряхивают для исходного восстановления неразрывности столбика ртути в капилляре.

## ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ

1. На какие виды условно подразделяют энергию тела? Дайте им характеристику.
2. Способы передачи энергии между телами, их характеристика.
3. Какие силы называют консервативными и неконсервативными?
4. Почему колеблющийся маятник с течением времени останавливается?
5. Перечислите и поясните основные постулаты Дальтона о строении материи.
6. Объясните понятия «атомная» и «молекулярная» масса вещества.
7. В каких единицах измеряется масса и количество вещества? Охарактеризуйте эти единицы измерения.
8. В чем состоит различие между температурой, теплотой и внутренней энергией?
9. Перечислите основные температурные шкалы, как они построены и чем отличаются?

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ. ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ. СВОЙСТВА ИДЕАЛЬНЫХ И РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

## 3.1. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

В некотором смысле любую область науки можно рассматривать как совокупность связанных между собой определений, описывающих те системы, которые изучает данная область. Слово «система» происходит от греческого слова, буквально означающего «целое, составленное из частей». Например, танк можно рассматривать как техническую систему, состоящую из следующих составных частей: корпус, башня, вооружение, силовая установка, трансмиссия, ходовая часть. Силовую установку также можно рассматривать как техническую систему. Она состоит из двигателя и систем, обеспечивающих его работу. К ним относятся:

- система питания топливом;
- система питания воздухом;
- система охлаждения;
- система смазки и другие.

Отдельные части силовой установки в иных условиях также могут рассматриваться как системы. Так, системы питания топливом, питания воздухом, смазки и охлаждения сами состоят из ряда узлов и деталей. Например, система питания воздухом танкового двигателя включает в себя систему пылеудаления, которая в данном случае является подсистемой указанной выше системы. Как видим, понятие «система» имеет много значений, зависящих от контекста. В нашем изложении термин система будет относиться к той части реального мира, которую мы изучаем. Это может быть сосуд с газом, ведро воды, облако, машина, автомобиль, растение, планета, танк, двигатель, газ в цилиндре двигателя и другое.

В зависимости от отрасли знаний, системы могут быть самыми различными: технические, термодинамические, биологические и тому подобные. В термодинамике рассматриваются только термодинамические системы. *Термодинамической системой* называется совокупность материальных тел (объектов), которые могут энергетически взаимодействовать между собой и окружающей средой и обмениваться с ней веществом. Часто система определяется с помощью ее границы — воображаемой оболочки, которой можно приписать почти любое желаемое свойство. Она может быть *абсолютно жесткой* или *абсолютно упругой*, *проницаемой* или *непроницаемой* для вещества, *полностью теплоизолирующей* или *идеально проводящей*



Рис. 3.1. Схема логической взаимосвязи понятий «система — окружающая среда — Вселенная»

тепло. Граница не является материальной (она воображаема), то есть не дает вклада в массу вещества системы и окружающей среды. Часто удобно отождествлять границу с замкнутой геометрической поверхностью (рис. 3.1), с одной стороны которой находится система, а с другой — остальная часть реального мира, то есть окружающая среда и Вселенная.

Поверхность, отделяющая термодинамическую систему от окружающей среды, называется *контрольной*. На плоском рисунке такая граничная поверхность обычно изображается простой замкнутой кривой произвольной формы.

Конкретизируем понятие «система». Для простоты рассуждений рассмотрим обычное ведро с водой. Эта система включает два объекта — собственно ведро и воду, находящуюся в нем. В зависимости от круга решаемых задач, мы можем в качестве объекта изучения рассматривать следующие объекты:

- ведро;
- вода;
- ведро вместе с водой.

Пусть объектом нашего изучения будет вода. Воду в этом случае будем называть системой. Каждая система имеет свои границы (пространственные рамки). В данном случае наша система (вода) ограничена следующими поверхностями:

- смачиваемой поверхностью ведра;
- поверхностью раздела вода-воздух.

Теперь пусть объектом нашего изучения будет ведро. Тогда границей рассматриваемой системы (ведра) будут следующие поверхности:

- граница раздела ведро — воздух;
- поверхность контакта ведра с водой.

Если в качестве рассматриваемого объекта принять ведро вместе с водой, то границу этой системы составит поверхность контакта ведра и воды с окружающим воздухом.

Приведенный пример показывает, что границы системы (изучаемого объекта) легко установить. Но это справедливо только в том случае, если изучаемые объекты легко обнаруживаются нашими органами зрения и являются довольно устойчивыми в плане сохранения пространственного

положения. Но бывают системы, границы которых установить крайне трудно, а поэтому здесь без специальных знаний свойств материального мира не обойтись.

Например, рассмотрим газ, находящийся в баллоне под некоторым давлением. Пусть объектом нашего изучения является газ. Внутренняя поверхность баллона является границей изучаемого объекта (газа). Газ за пределы границы не перемещается. При этом его границы явно обнаруживаются. Таким образом, проводя мысленно по внутренней поверхности баллона идеально тонкую (нематериальную) поверхность, получим границу рассматриваемой системы (газа).

Откроем вентиль баллона. Под действием давления газ покинет баллон, то есть, выйдет в окружающую среду. В окружающей среде газ перемешается с воздухом. Как теперь определить его границы? Его граница не видна, но и в этом случае газ условно можно выделить из окружающей среды, так как благодаря изученным его свойствам границы покинувшего баллон газа можно условно установить. Для этого нужно знать массу газа, покинувшего баллон. В окружающей среде газ будет находиться при атмосферном давлении и температуре. При определенном давлении и температуре данная масса газа может занимать строго определенный объем. Условная граница этого невидимого объема и будет границей изучаемой системы (газа). В общем случае граница (оболочка) может иметь произвольную форму.

Если к определению термодинамической системы подойти с позиции системного анализа, то можно установить, что:

1. Система может энергетически взаимодействовать с другими системами или окружающей средой. В этом случае происходит обмен энергией.
2. Система не может энергетически взаимодействовать с другими системами или окружающей средой. В этом случае между ними не происходит обмен энергией.
3. Система может обмениваться массой с окружающей средой, то есть изменять свою массу.
4. Система не может обмениваться массой с окружающей средой, то есть ее масса не изменяется.

В соответствии с отмеченными в пунктах 1–4 условиями термодинамические системы подразделяют на следующие виды:

- открытые системы;
- закрытые системы;
- адиабатные системы;
- изолированные системы;
- неизолированные системы.

*Открытой* называется система (рис. 3.2), которая обменивается веществом с другими системами и (или) окружающей средой (ее масса изменяется за счет притока извне или за счет оттока).

*Закрытой* называется система (рис. 3.3), которая не обменивается веществом с другими системами или окружающей средой (ее масса постоянна).

Если открытая или закрытая термодинамическая система обменивается энергией с другими системами и (или) окружающей средой, но не в форме

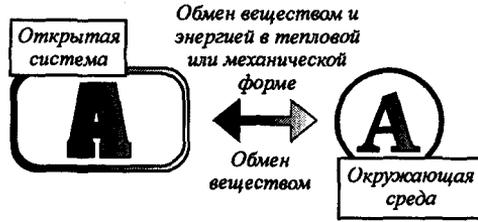


Рис. 3.2. Схема взаимодействия открытой термодинамической системы с окружающей средой

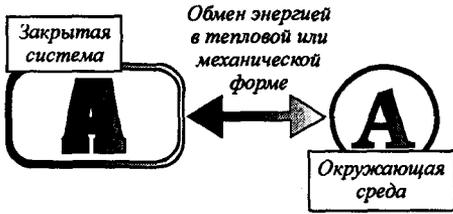


Рис. 3.3. Схема взаимодействия закрытой термодинамической системы с окружающей средой



Рис. 3.4. Схема взаимодействия открытой термодинамической системы с окружающей средой

теплоты (нет ни притока энергии в форме теплоты, ни ее оттока), то ее называют *адиабатной* (рис. 3.3).

*Изолированной* называется система (рис. 3.4), которая не обменивается энергией и веществом с другими системами и (или) окружающей средой. В противном случае система называется *неизолированной*.

Газ, при нагнетании его с помощью компрессора (рис. 3.5), покидает пределы цилиндра при открытом клапане. В данном случае термодинамическая система является открытой. Двигаясь в межлопаточных каналах турбины (рис. 3.6), газ также покидает пределы термодинамической системы. При закрытых клапанах газ в цилиндре (рис. 3.7) во время сжатия не покидает границ термодинамической системы, то есть система является закрытой.

Все энергетические взаимодействия термодинамической системы с другими системами (телами), в результате которых изменяется ее полная энергия (состояние), можно свести к двум формам.

Первая форма обусловлена силовым механическим взаимодействием одной системы (тела) с другой (другим телом), сопровождающимся видимым перемещением другой системы (тела), и называется *работой*. Работа — это количество энергии, переданное от одной системы (тела) к другой системе (другому телу) в результате их взаимодействия. В общем случае это может быть работа не только обычных сил механической природы, но и электрических, магнитных, а также сил поверхностного натяжения и других.

Вторая форма связана с наличием разности температур и обусловлена хаотическим движением множества микрочастиц, составляющих макротело. Обмен энергией в этом случае происходит путем либо непосредствен-



Рис. 3.5.  
Конструктивная  
схема поршневого  
компрессора

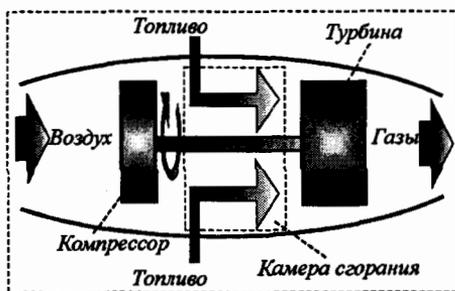


Рис. 3.6. Конструктивная схема газотурбинного двигателя

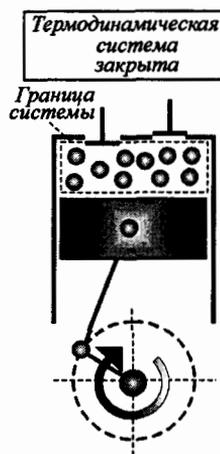


Рис. 3.7. Сжатие  
газа в поршневом  
компрессоре

ного соприкосновения тел, имеющих разную температуру, либо излучением. Количество переданной энергии (внутренней) в форме хаотического движения микрочастиц называется *количеством теплоты* или просто *теплотой*.

Следует заметить, что *работа* и *теплота* отражают два способа передачи энергии от одной системы (тела) к другой (другому телу). Так как энергия является фундаментальным понятием, объединяющим все явления природы, то логично предположить, что между работой и теплотой существует что-то общее, объединяющее их. Действительно, и теплота, и работа — это та же самая энергия, но в процессе перехода от одной системы к другой. Но об этом стало ясно не сразу, а только ко второй половине XIX века.

Если термодинамическая система является изолированной, то она не взаимодействует с другими системами или окружающей средой, то есть не обменивается с ними энергией и веществом. Здесь нет передачи энергии ни в форме работы, ни в форме теплоты, которые проявляются только в ходе взаимодействия.

Однако открытые и закрытые термодинамические системы энергетически взаимодействуют с другими системами (окружающей средой). Во время энергетических взаимодействий энергия от одного тела (системы) передается другому телу (другой системе). Термодинамика также рассматривает взаимодействия, но не все, а только те, которые сопровождаются передачей теплоты (тепловое взаимодействие) и (или) совершением работы (механическое взаимодействие).

Система может взаимодействовать с другими системами путем обмена веществом. Такое взаимодействие не является ни тепловым, ни механи-

ческим. В термодинамике важно знать, имеет ли место взаимодействие между рассматриваемой системой и окружающей средой, каков характер этого взаимодействия.

Например, мы не можем непосредственно наблюдать того, что происходит в горячем и холодном предметах, когда их приводят в контакт. Мы наблюдаем только следствие, а именно охлаждение горячего предмета и нагревание холодного (их температура изменяется). То, что происходит, мы называем взаимодействием, точнее теплообменом или тепловым взаимодействием. Если мы сомневаемся в данном конкретном случае, то можем установить характер взаимодействия, воспользовавшись теплоизолятором. Положим кусок теплоизолятора между телами и посмотрим, повлияет ли это на скорость изменений в каждом теле. Если она уменьшится, то имеет место тепловое взаимодействие; если эффект отсутствует, то взаимодействие осуществляется посредством совершения работы (если одно из тел ускоряется, а другое — замедляется). Если при приведении в контакт температура тел не меняется, а также не меняется их положение в пространстве, то в этом случае энергия от одного тела не передается другому ни в форме теплоты, ни в форме работы.

Иногда тепловое взаимодействие может приводить не к изменению степени нагретости тел, а к изменению их агрегатного состояния, или фазы. В качестве примеров можно назвать таяние льда (переход от твердой фазы к жидкой фазе при неизменной температуре) или испарение воды (переход от жидкой фазы к газообразной без изменения температуры). Если во время фазового превращения при подводе теплоты (точнее, энергии в тепловой форме) температура тела не изменяется, то по завершении фазового превращения температура тела снова будет изменяться. Направление изменения температуры (увеличение или уменьшение) определяется направлением теплового потока (подвод-отвод тепла).

Если с помощью теплового изолятора факт теплового взаимодействия между системой и окружающей средой не установлен, то говорят, что система и окружающая среда взаимодействуют между собой в форме работы (при условии, что происходит изменение положения взаимодействующих систем).

Возникает вопрос, а всегда ли мы можем утверждать, что между системой и окружающей средой существует взаимодействие? Рассмотрим такой пример. Пусть в идеальном термосе находится чай при некоторой температуре, большей, чем температура окружающей среды. Теплота не может передаваться от чая окружающей среде ввиду надежной тепловой изоляции термоса. Предположим, что в помещении, в котором находится термос, температура воздуха увеличилась на некоторую величину. Если бы термос не был идеальным, можно было бы утверждать, что произошло тепловое взаимодействие между чаем в термосе и окружающей средой (через стенки термоса, которые можно рассматривать в качестве границы рассматриваемой термодинамической системы, то есть, чая). Но ведь температура воздуха в помещении могла повыситься и по причине его нагрева от системы отопления. В данном случае можно говорить, что тепловое взаимодействие между термодинамической системой (чаем) и окружающей средой (стенками термоса и воздухом) отсутствует, так как термос имеет

идеальную тепловую изоляцию. Причиной изменения температуры воздуха в помещении является не рассматриваемая термодинамическая система (чай в термосе), а тепловое взаимодействие самого воздуха, находящегося в помещении, с совершенно другой системой.

Рассмотрим другой пример. Если нагревать газ (термодинамическая система), находящийся в цилиндре с подвижным поршнем, то он будет расширяться, перемещая поршень (который относится к окружающей среде) против действия внешних сил (сил трения, силы тяжести груза и других). При этом может случиться, что где-то в окружающей среде был поднят груз. В этом случае также нельзя утверждать однозначно, что газ (рассматриваемая система) взаимодействовал с грузом, хотя такое взаимодействие могло и произойти, если поршень через систему рычагов или блоков с помощью троса соединить с грузом. Таким образом, не всегда имеется однозначная связь между изменениями, происходящими в системе, и изменениями, происходящими в окружающей среде. И приведенные примеры показывают, что необходимо точно знать, что такое взаимодействие?

Взаимодействие между системой (телом или совокупностью тел) и средой (или другой системой) существует, если существует корреляция (взаимообусловленность, соответствие) между наблюдаемым изменением в системе и наблюдаемым изменением в среде или в другой системе. Таким образом, при взаимодействии происходят изменения, как в системе, так и в окружающей среде. Мы можем не знать природу взаимодействия или не понимать механизма, с помощью которого оно происходит, но если существует закономерное соответствие между изменением в системе и изменением в среде, то можно категорически утверждать, что между ними существует взаимодействие. Например, пусть рассматриваемой системой будет обычная лампочка накаливания, которая имеется в помещении. Если перемещать кнопку выключателя, находящегося на стене, то лампочка будет периодически включаться или выключаться. Ее состояние однозначно (если элементы электрической цепи находятся в исправном состоянии) зависит от положения выключателя. В этом случае имеется полная корреляция (взаимосвязь) между положением кнопки выключателя и состоянием лампочки.

Если мы установили факт энергетического взаимодействия между системой и окружающей средой (другой системой) по наблюдаемым изменениям, происходящим в них, то возникает вопрос: в какой форме они взаимодействуют — в форме теплоты или работы? Если факт теплового взаимодействия не будет установлен ранее описанным способом (способом установки теплоизолятора), то утверждают, что система и окружающая среда (другая система) взаимодействуют в форме работы.

Рассмотрим барабан (рис. 3.8), приводимый во вращение человеком.

Пусть объектом (рассматриваемой системой) нашего изучения является барабан. Все остальные предметы (трос, блок, груз) будут представлять в этом случае окружающую среду. Человек прикладывает к барабану крутящий момент, пытаясь вращать его. В этом случае барабан (изучаемая система) и человек (окружающая среда) взаимодействуют. Энергия от человека передается барабану. В какой форме передается эта энергия? Для ответа на этот вопрос установим между окружающей средой (человеком) и

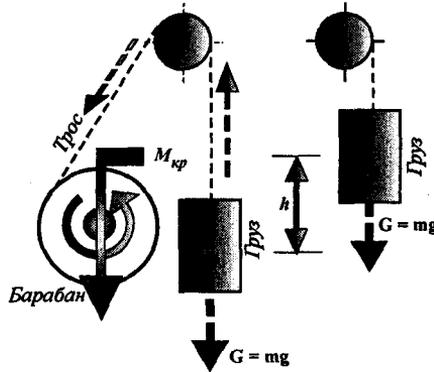


Рис. 3.8. Поднятие груза с помощью лебедки

барabanом (изучаемой системой) термоизолятор. Если никаких изменений не произойдет, то система и окружающая среда взаимодействуют в форме работы (механическое взаимодействие). В данном случае, если установить теплоизолятор, взаимодействие барабана (изучаемой системы) с человеком (относящимся к окружающей среде) не изменится, то есть, человек будет продолжать вращать барабан. Термоизолятор не изменит энергетического взаимодействия между барабаном и человеком.

С другой стороны, барабан взаимодействует с окружающей средой в другом месте (через трос). В результате этого взаимодействия энергия передается от барабана к окружающей среде. Снова установим на барабан условный теплоизолятор. В этом случае никаких изменений не произойдет, так как барабан будет и в дальнейшем с помощью троса передавать энергию окружающей среде (поднимать груз). Поэтому можно утверждать, что барабан (изучаемая система) взаимодействует с окружающей средой в форме работы (механическое взаимодействие). В результате вращения барабана человеком груз поднимается на высоту  $h$ . Следовательно, барабан передал грузу часть энергии в форме работы, величина которой равна

$$W_{\text{гр}} = Gh = mgh, \quad (3.1)$$

где  $W_{\text{гр}}$  — работа, совершаемая барабаном над грузом;  $G = mg$  — вес груза;  $m$  — масса груза;  $g$  — ускорение свободного падения;  $h$  — высота подъема груза.

Таким образом, количество переданной энергии от барабана к грузу равно изменению потенциальной энергии последнего.

Барабан собственным запасом энергии не располагает. Эту энергию он получает от окружающей среды (человека). Окружающая среда (человек) передает энергию барабану в форме работы, величина которой равна

$$W_6 = M_{\text{кр}}\varphi, \quad (3.2)$$

где  $W_6$  — работа, совершаемая человеком над барабаном;  $M_{\text{кр}}$  — крутящий момент, прикладываемый человеком к барабану;  $\varphi$  — угол поворота барабана (в радианах).

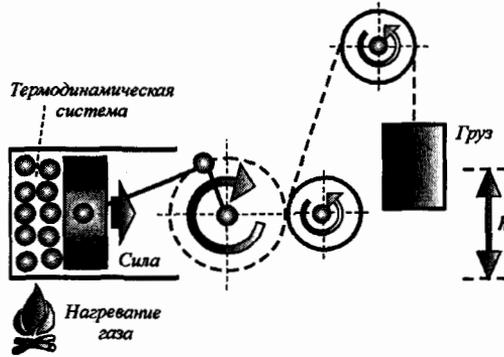


Рис. 3.9. Схема взаимодействия термодинамической системы с окружающей средой

Если в системе нет диссипативных сил (например, силы трения), которые рассеивают энергию в форме теплоты, то будет иметь место равенство

$$W_{\text{гр}} = W_{\text{г}} = mgh = M_{\text{кр}}\varphi. \quad (3.3)$$

Рассмотрим второй пример. Пусть в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 3.9) находится газ. Объектом нашего изучения (термодинамической системой) в этом случае будет газ. Установим под цилиндром источник тепловой энергии (относится к окружающей среде). В результате взаимодействия источника тепла (огня) и газа последний будет нагреваться, то есть будет возрастать его внутренняя энергия (повышается его температура). Известно, если газ, находящийся в цилиндре с подвижным поршнем, нагревать (здесь имеет место тепловое взаимодействие между газом и окружающей средой), то он будет расширяться и перемещать поршень, совершая при этом работу, несмотря на то, что мы можем и не видеть подъема какого-либо груза. Мы понимаем, что с поршнем можно соединить систему блоков или рычагов и осуществить подъем груза. Определим, в какой форме передается энергия от источника огня (от окружающей среды) к газу (термодинамической системе). Для этого условно установим вокруг цилиндра теплоизолятор. Естественно, что в этом случае газ (система) не будет нагреваться, то есть в нем не будут происходить изменения. Если газ не нагревается, то он и не расширяется. Это означает, что поршень не будет перемещаться. Груз останется в неподвижном состоянии.

Таким образом, с помощью теплоизолятора мы смогли установить, что между источником огня (энергии) и термодинамической системой (газом) имеет место тепловое взаимодействие (энергия из окружающей среды передается термодинамической системе в форме теплоты). При расширении газ (система) перемещает поршень, который относится к окружающей среде. Поршень, благодаря тросу и системе блоков, поднимает груз. Следовательно, газ (термодинамическая система) одновременно взаимодействует с окружающей средой, как в форме теплоты, так и в форме работы. Этот факт легко установить, если со стороны троса поместить условный теплоизолятор, допуская нагрев газа со стороны очага огня. В этом случае расширение газа не прекратится, поэтому в окружающей среде будут

происходить изменения (трос движется, а груз поднимается). Перемещая поршень в результате своего расширения, газ совершает над ним работу (передает ему энергию). В идеальном случае, когда нет диссипативных сил, работа газа над поршнем равна

$$W_r = PS = p \frac{\pi D^2}{4} S, \quad (3.4)$$

где  $W_r$  — работа, совершаемая газом над поршнем;  $P$  — сила, приложенная к поршню (окружающей среде) со стороны газа (термодинамической системы);  $p$  — давление газа;  $D$  — диаметр поршня;  $S$  — перемещение поршня.

В идеальном случае работа, совершаемая газом над поршнем, равна изменению потенциальной энергии груза

$$W_r = Gh = mgh. \quad (3.5)$$

Таким образом, мы с помощью теплоизолятора установили, что система (газ) обменивается энергией с окружающей средой, как в форме теплоты, так и в форме работы. Позднее в термодинамике было сформулировано более точное определение работы. Дадим несколько равноценных определений работы:

1. Работа — это процесс, подобный подъему груза.
2. Работа — это любой процесс, эквивалентный подъему груза.
3. Работа — это способ передачи энергии от системы к окружающей среде, в результате чего в этой среде происходит, например, подъем груза. Если работа совершается над системой, то изменения, происходящие в окружающей среде, эквивалентны опусканию груза.
4. Работа представляет собой такое взаимодействие между системой и средой, единственным результатом, которого является или могло бы являться поднятие груза либо в системе, либо в окружающей среде.

Последнее определение работы было сформулировано одним из создателей современной термодинамики профессором Йельского университета (США) Джозайей Уиллардом Гиббсом в 1873 году.

Если груз поднимается (или может быть поднят) в окружающей среде, то говорят, что система совершает положительную работу над средой. Если груз поднят (или может быть поднят) в системе, то говорят, что система совершила отрицательную работу над средой, или, что среда совершила положительную работу над системой. На первый взгляд эти высказывания покажутся ясными и вполне очевидными, но это не совсем так. Подтверждение этому рассмотрим на конкретном примере.

Пусть в цилиндре (рис. 3.10) с подвижным поршнем находится газ. Термодинамической (рассматриваемой в данном случае) системой является газ. Эта система является закрытой. Окружающей средой являются стенки цилиндра и поршня. Стенки цилиндра и поршня не проводят тепло, то есть система (газ) является адиабатной.

Если к поршню не приложена внешняя сила, то он будет в течение длительного времени находиться в неподвижном состоянии. Приложим к поршню бесконечно малую силу. Поршень будет медленно двигаться вправо, сжимая газ. Предположим, что между поршнем и цилиндром не возникает сила трения, которая рассеивает энергию в окружающую среду

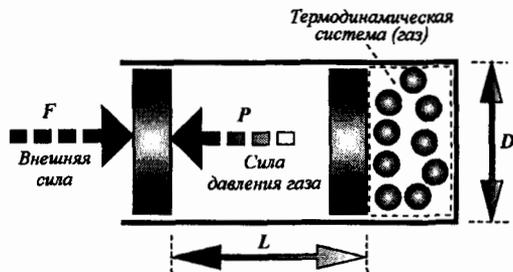


Рис. 3.10. Определение количества механической энергии, затрачиваемой на сжатие газа

в форме теплоты. При движении поршня объем цилиндра будет уменьшаться. Следовательно, объем газа также будет уменьшаться, а давление — увеличиваться. Так как давление газа передается во все стороны одинаково (закон Паскаля), то со стороны газа к поршню будет приложена бесконечно малая сила, равная

$$P = pA = p \frac{\pi D^2}{4}, \quad (3.6)$$

где  $P$  — сила, приложенная к поршню со стороны системы (газа);  $p$  — давления системы (газа);  $A$  — площадь поршня;  $D$  — диаметр цилиндра.

Чем больше перемещение  $L$  поршня вправо, тем меньше объем газа  $V$ . Объем газа уменьшается на величину, равную  $\Delta V = L \cdot A$ . Чем меньше объем газа, тем больше его давление. Таким образом, можно утверждать, что чем больше перемещение поршня вправо, тем больше давление газа, т. е. давление газа является функцией перемещения поршня [ $p = f(L)$ ]. Перемещение поршня вправо будет происходить бесконечно медленно, если внешняя сила  $F$ , приложенная к поршню, будет превосходить силу давления газа  $P$  на бесконечно малую величину. Сила  $P$  также приложена к поршню, но в противоположном направлении. Это означает, что должно выполняться условие

$$F - P \rightarrow +0. \quad (3.7)$$

Выражение (3.7) означает, что сила  $F$  больше силы  $P$  (их разность положительна), но это превышение бесконечно мало (их разность стремится к нулю).

Следует заметить, что чем больше перемещение поршня  $L$ , тем больше сила давления газа  $P$ , так как его объем уменьшается, а давление — увеличивается. Это означает, что по мере перемещения поршня должна увеличиваться сила  $F$ . В общем случае силы  $F$  и  $P$  являются функцией перемещения поршня или объема цилиндра.

Сила  $F$ , приложенная к поршню, является внешней силой. Так как поршень перемещается под действием этой силы, то она совершает работу, равную

$$W_{\text{вн}} = \int_1^2 F \cos \alpha \, dL = \int_1^2 F(L) \cos \alpha \, dL, \quad (3.8)$$

где  $W_{\text{вн}}$  — работа сжатия газа, совершаемая внешней силой; 1, 2 — индексы, соответствующие начальному и конечному положениям поршня;  $F$  — внешняя сила, приложенная к поршню;  $dL$  — бесконечно малое перемещение поршня;  $\alpha$  — угол между направлениями векторов силы  $F$  и бесконечно малого перемещения  $dL$ .

Направления действия силы  $F$  и перемещения поршня  $dL$  совпадают, поэтому  $\alpha = 0$ , и  $\cos \alpha = \cos 0 = 1$ . В этом случае последнее выражение (3.8) можно записать следующим образом:

$$W_{\text{вн}} = \int_1^2 F(L) dL. \quad (3.9)$$

Для интегрирования выражения (3.9) необходимо знать зависимость силы  $F$  от перемещения  $L$ . Такую зависимость бывает крайне трудно получить. Поэтому в практических расчетах можно воспользоваться условием (3.7), на основе которого можно записать:

$$F \approx P. \quad (3.10)$$

Подставляя зависимость (3.10) в выражение (3.8), получим

$$W_{\text{вн}} = \int_1^2 P \cos \alpha dL. \quad (3.11)$$

В этом случае следует заметить, что векторы силы давления газа  $P$  и перемещения  $dL$  направлены в противоположные стороны, т. е.  $\alpha = 180^\circ$  и  $\cos \alpha = -1$ . Поэтому выражение (3.11) можно записать в следующем виде:

$$W_{\text{вн}} = - \int_1^2 P dL. \quad (3.12)$$

Последнее выражение можно интерпретировать следующим образом:

- работа, совершаемая внешней силой над рассматриваемой системой (газом), равна работе, совершаемой системой против действия сил окружающей среды, но с противоположным знаком.

На этом выводе в термодинамике установлено правило знаков:

1. Если работу совершает рассматриваемая термодинамическая система над окружающей средой, то она считается положительной.
2. Если работу совершает окружающая среда над рассматриваемой термодинамической системой, то она считается отрицательной.

Как известно, работа представляет собой способ передачи энергии. Энергия никогда не бывает отрицательной. Она или есть, или ее нет. Из приведенного выше примера нетрудно заметить, что знак «плюс» или «минус» используют лишь для указания направления передачи энергии при взаимодействии рассматриваемой системы с окружающей средой. Если в процессе вычислений получена отрицательная величина работы, то это

означает, что энергия в форме работы передается от окружающей среды к системе. Как мы увидим далее, теплота также может иметь различные знаки, которые указывают лишь на направление передачи энергии в форме теплоты при взаимодействии системы с окружающей средой.

Учитывая выражение (3.6), зависимость (3.12) можно записать в следующем виде:

$$W_{\text{вн}} = - \int_1^2 pA \, dL = - \int_1^2 pA \, dL = - \int_1^2 p \, dV, \quad (3.13)$$

$$[A \, dL = dV].$$

Чтобы воспользоваться соотношением (3.13), необходимо знать зависимость давления газа от его объема  $[p = f(V)]$ . На основании выражения (3.13) можно определить работу, совершаемую рассматриваемой системой (газом) над окружающей средой

$$W_{\text{сист}} = -W_{\text{вн}} = \int_1^2 p \, dV. \quad (3.14)$$

Выражение (3.14) записано с учетом того факта, что работа системы над окружающей средой равна работе с противоположным знаком, совершаемой окружающей средой над системой, и наоборот.

Проанализируем выражение (3.14).

Если объем рассматриваемой системы (газа) уменьшается, то величина  $dV \approx \Delta V = V_2 - V_1$  будет отрицательной, так как  $V_2 < V_1$ . Так как  $dV < 0$ , то работа  $W_{\text{сист}}$ , совершаемая системой, будет отрицательной. Это означает, что работа совершается не рассматриваемой системой над окружающей средой, а наоборот, окружающей средой над рассматриваемой системой. Газ в этом случае будет сжиматься.

Если  $dV > 0$ , то система (газ) расширяется и совершает положительную работу над окружающей средой.

Рассмотренный пример ясно показывает, что прежде, чем начать количественные расчеты, необходимо определить границы рассматриваемой (изучаемой) системы.

Отметим, что последнее определение работы, данное Д. У. Гиббсом, имеет некоторое вероятностное содержание, содержащееся в словах «... могло бы...». Эти слова показывают, что окончательное решение о характере взаимодействия между термодинамической системой и окружающей средой (другой системой) должен принять исследователь. Для того чтобы правильно определить характер взаимодействия между системой и окружающей средой (другой системой), необходимо правильно выбрать границы рассматриваемой термодинамической системы. Поясним это на примере.

Пусть имеется электрическая батарея (рис. 3.11, а), соединенная последовательно с выключателем и электроплиткой. На плитке находится сосуд с водой. В качестве рассматриваемой системы (тела) выберем батарею аккумуляторов. Чтобы установить ее связи с окружающей средой (включающей все остальные тела), на рис. 3.11,а вокруг батареи проведена граница

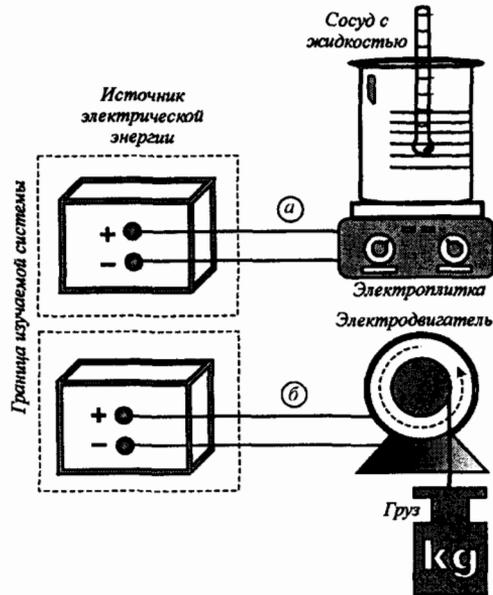


Рис. 3.11. Определение способа взаимодействия изучаемой системы с окружающей средой

в виде пунктирной линии. Если замкнем выключатель, то батарея через электроплитку разрядится и вода нагреется. Поставим вопрос: «Каким способом система взаимодействовала с окружающей средой?». Ответ здесь на первый взгляд тривиальный: конечно, путем передачи теплоты от электроплитки к сосуду с водой. Но согласно рис. 3.11,а, электроплитка не входит в рассматриваемую систему, а относится к окружающей среде. Воспользуемся ранее описанным правилом для определения способа взаимодействия системы с окружающей средой.

Разместим по границам системы теплоизолятор и посмотрим, что произойдет. Будем считать, что провода почти не имеют сопротивления и потому не нагреваются. Батарея (рис. 3.11, а) будет разряжаться, то есть в системе (батарее) будут происходить изменения. Следовательно, в окружающей среде также должны происходить изменения (система неизолированная). По проводам течет ток. Таким образом, установка теплоизолятора вокруг системы (батареи) ничего не изменила, так как батарея будет разряжаться. Следовательно, система взаимодействует с окружающей средой не путем передачи теплоты. Можно утверждать, что система (батарея) взаимодействует с окружающей средой путем совершения в ней работы! Почему? Попытаемся подтвердить наш вывод простыми рассуждениями.

Объектом нашего исследования является только батарея аккумуляторов (изучаемая система), а в окружающей среде могут находиться любые предметы. Мы могли бы к системе (батарее) подключить не электроплитку, а электродвигатель (рис. 3.11, б). Будем полагать, что обмотки электродвигателя сделаны из сверхпроводникового материала, а в подшипниках отсутствует трение, следовательно, электродвигатель не нагревается. При

замыкании контактов выключателя электродвигатель через барабан поднимет груз, совершив работу в поле силы тяготения Земли. Таким образом, если границы системы определены так, что она может взаимодействовать с окружающей средой любым из способов (путем передачи теплоты или совершения работы), то говорят, что система взаимодействует с окружающей средой путем совершения работы. Такой вывод мы сделали потому, что не можем точно установить, какие изменения могут происходить в окружающей среде. Неправильно установив границы объекта изучения (рассматриваемой системы), можно получить неверный результат. В ходе исследований необходимо стремиться определить границы системы таким образом, чтобы можно было бы однозначно утверждать о способе взаимодействия системы и окружающей среды.

На рис. 3.12 граница системы определена таким образом, что в систему входят не одна батарея аккумуляторов, а выключатель и электроплитка. В рассматриваемом случае окружающую среду составляет сосуд с водой и окружающий воздух. Нами было оговорено, что провода не имеют сопротивления, поэтому не нагреваются. В противном случае между проводами и окружающей средой возникло бы тепловое взаимодействие. Если на электроплитку положить теплоизолятор и поставить сосуд с водой, то при замыкании контактов выключателя батарея будет разряжаться, нагревая спирали электроплитки. В окружающей среде (сосуд с водой) изменения происходить не будут (тепло не проходит через теплоизолятор, а поэтому вода в сосуде не нагревается), хотя в системе изменения происходят (батарея разряжается). Если убрать с электроплитки теплоизолятор, то вода в сосуде будет нагреваться. В этом случае теплоизолятор позволяет однозначно установить, что система взаимодействует с окружающей средой (через границу) путем передачи теплоты.

Таким образом, исследователь должен быть очень внимательным в формулировках, ибо то, что происходит, часто зависит от способа определения объектов, особенно от определения границ системы.

Хотя описанный тест с теплоизолятором для установления теплового характера взаимодействия прост и привлекателен, существуют ситуации, когда он может привести к ошибке. Вещества, замедляющие тепловое

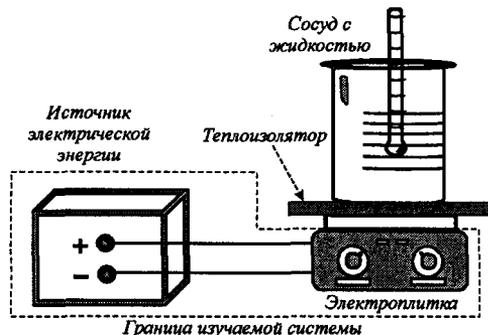


Рис. 3.12. Определение способа взаимодействия изучаемой системы с окружающей средой

взаимодействие, могут одновременно влиять и на другие взаимодействия, связанные с совершением работы.

Во многих случаях для определения характера взаимодействия системы и окружающей среды необходимо иметь исчерпывающее понимание физических явлений и всех сопровождающих их процессов.

### 3.2. СОСТОЯНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ. ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ. УСЛОВИЯ РАВНОВЕСИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

В своей повседневной жизни мы постоянно употребляем слово «состояние», когда хотим описать некоторые свойства какого-либо предмета, объекта. Когда автомобиль, самолет, корабль, танк, человек движутся, то мы говорим, что они находятся в состоянии движения. Наоборот, когда они не движутся, то мы говорим, что они находятся в состоянии покоя. На основании чего мы делаем такие заключения? Делаем мы такие выводы о состоянии движения или покоя тела на том основании, что эти тела изменяют (состояние движения) или не изменяют (состояние покоя) свое положение в пространстве. Для этого в пространстве выбирают точку отсчета (обычно неподвижную относительно Земли) и наблюдают, изменяются или не изменяются координаты тела в пространстве. В механике для определения положения тела в пространстве вводят декартову систему координат. Если хотя бы одна из трех координат с течением времени изменяется, то говорят, что тело движется, в противном случае — тело находится в состоянии покоя.

Таким образом, с помощью координатного метода в классической механике можно определить энергетическое состояние тела или системы тел. Так, зная, насколько изменилась высота подъема груза, можно определить изменение его потенциальной энергии. Для этого следует воспользоваться соотношением

$$\Delta E_{\text{п}} = mg \cdot \Delta h, \quad (3.15)$$

где  $\Delta E_{\text{п}}$  — изменение потенциальной энергии тела;  $m$  — масса тела;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\Delta h$  — изменение высоты расположения тела.

Если известны скорости рассматриваемого тела в различные моменты времени, то, используя соотношение

$$\Delta E_k = \frac{mV_{\text{кон}}^2}{2} - \frac{mV_{\text{нач}}^2}{2}, \quad (3.16)$$

можно определить изменение кинетической энергии за это же время.

Ранее, рассматривая свойства веществ, мы говорили, что они находятся в различных физических состояниях: твердом, жидком и газообразном. При этом в большинстве случаев они находятся в неподвижном состоянии. Здесь ясно, что с помощью координатного метода, который применяется с

успехом в механике, свойства тела (системы) не описать. Для описания свойств этих тел нужны какие-то другие координаты, которые обычно называют параметрами. Наиболее наглядным примером в этом плане может служить сам человек. Чтобы определить состояние человека (болен он или здоров) врач в первую очередь определяет температуру его тела (есть ли отклонение реальной температуры тела от нормальной с точки зрения медицины). Для более точного определения состояния человека определяют его вес, рост, цвет кожи, цвет радужной оболочки глаз и другие параметры. Таких параметров, по которым можно определить состояние здоровья человека, очень много. Возникает вопрос: «Сколько нужно знать параметров, чтобы определить состояние здоровья человека?». Известно, что достаточно установить, соответствует ли температура тела ее нормальному значению, и можно сделать вывод о состоянии человека. Мы уже знаем, если вещество меняет свое физическое состояние (твердое, жидкое или газообразное), то оно имеет разные свойства в этих состояниях. Однако даже если вещество не изменяет свое физическое состояние, его свойства при определенных условиях могут изменяться. В этом случае будут изменяться его энергетические свойства.

Известно, например, чем больше газ нагревать в закрытом сосуде, тем большим будет становиться его давление. Если предоставить газу возможность расширяться (например, в цилиндре с подвижным поршнем), то при большей температуре он будет расширяться больше, чем при меньшей температуре. Здесь также возникает вопрос: «Сколько нужно знать параметров, чтобы описать физические свойства (состояние) тела (системы)?» Если обобщить изложенное выше, можно заметить, что состояние термодинамической системы характеризуется определенной совокупностью некоторых физических свойств системы. Например, все тела при нагревании имеют свойство расширяться, а при охлаждении — сжиматься. Свойства веществ в различных физических состояниях рассматриваются в работах [4, 5, 7, 8, 11, 16].

С помощью перечисления свойств можно описать лишь качественную сторону термодинамического состояния системы. Тем не менее, мы знаем, если тело больше нагревается, то оно стремится и больше расширяться и наоборот. Если два тела находятся в нагретом состоянии, то можно ли однозначно утверждать, что одно тело расширилось больше, а другое меньше? Конечно, нет. Это можно сделать лишь в том случае, если свойства термодинамической системы описать количественно. Количественное описание свойств (состояния) термодинамической системы позволяет достоверно определять ее состояние в различные моменты времени. Количественное описание состояния термодинамической системы производится с помощью термодинамических параметров состояния. Каждому состоянию системы соответствуют определенные значения параметров. Таким образом, параметры состояния выражают свойства системы. Так, температура человеческого тела определяет его состояние. При этом ее численное значение позволяет врачу судить о степени заболевания.

Физические величины, называемые *параметрами состояния*, изменяются при взаимодействии системы с внешней средой (телом). Характерно, что изменение одного из параметров вызывает изменение других пара-

метров (всех или некоторых). При этом между параметрами сохраняется определенная зависимость. Параметры, определяющие состояние системы, называют *независимыми*, а остальные параметры — *зависимыми*.

Параметры термодинамического состояния условно делят на две группы:

- *внешние* параметры, зависящие от параметров окружающей среды;
- *внутренние* параметры, зависящие от состояния системы при конкретных внешних условиях.

В качестве примера рассмотрим газ, находящийся в цилиндре с подвижным поршнем. Объектом нашего исследования является газ. Следовательно, газ и является термодинамической системой. Цилиндр и поршень — внешние тела по отношению к газу. Объем газа — внешний параметр по отношению к термодинамической системе (газу). Действительно, объем газа зависит от объема цилиндра. Давление и температура газа — внутренние параметры, так как зависят от состояния газа (кинетической энергии движения его молекул).

Параметры также делятся на две категории. Одни из них являются *экстенсивными* (пропорциональными массе или количеству вещества), другие — *интенсивными* (не зависят от массы или количества вещества системы).

Экстенсивные параметры характеризуют систему как целое, например, масса и объем. Основное свойство экстенсивных параметров — их аддитивность. Например, масса системы равна сумме масс ее отдельных частей.

Интенсивные параметры выражают силовой характер (давление, температура, концентрация) и могут приобретать разные значения в различных точках системы. Любой вид затрачиваемой на совершение работы энергии выражается через произведение интенсивного (силового) параметра на экстенсивный. Так, работа упругого расширения газа — это произведение давления (интенсивный параметр) на изменение объема (экстенсивный параметр). Потенциальная энергия поднятого над землей тела определяется произведением веса тела (экстенсивный параметр) на высоту поднятия (интенсивный параметр).

Экстенсивные параметры могут быть преобразованы в интенсивные путем деления их на количество вещества или на его массу. Полученные последним способом интенсивные параметры называют удельными. Например, объем  $V$  является экстенсивной величиной, а удельный объем  $V_m = V/m$  — интенсивной. Работа  $W$  — экстенсивная величина, а удельная работа  $w = W/m$  — интенсивная.

Применяемые в термодинамике макроскопические параметры состояния принято также делить на *калорические* и *термические* параметры.

Калорическими называют термодинамические параметры, выражаемые в единицах энергии. Такими параметрами являются сама энергия, количество теплоты, количество работы, энтропия и другие.

Термическими являются параметры, физический смысл которых не связан непосредственно с понятием энергии и которые выражаются через температуру, силы, размеры и другие. Термическими параметрами явля-

ются: температура, давление, коэффициент термического расширения и некоторые другие.

В технической термодинамике рассматриваются главным образом системы (тела), посредством которых происходит передача (преобразование) энергии в форме теплоты или работы (преобразование теплоты в работу и наоборот). Их называют *рабочими телами*. В качестве рабочих тел, как правило, используют газы и пары, способные значительно изменять свой объем при изменении внешних условий. Принципиального различия между газом и паром нет: газ можно рассматривать как пар соответствующей жидкости, находящейся далеко от состояния сжижения (сильно перегретый пар), а пар — как реальный газ, близкий к состоянию сжижения. Таким образом, рабочие тела преобразуют один вид энергии в другой.

В качестве примера рассмотрим уже упоминавшуюся паровую машину Д. Уатта (рис. 1.8). Объектом нашего изучения будет пар (рабочее тело), который в данном случае составляет термодинамическую систему. Как правильно выбрать границы системы? Если в качестве контрольной поверхности выбрать внутреннюю поверхность стенок котла 1, то система (пар) будет открытой, так как может обмениваться веществом с окружающей средой (при открытом вентиле 2). Какой вид взаимодействия имеет место между системой и окружающей средой? К котлу могли бы быть подключены паровая турбина или теплообменный аппарат (радиатор системы отопления). Таким образом, в соответствии с определением Д. У. Гиббса, мы утверждаем, что имеет место взаимодействие между системой и окружающей средой в виде работы, так как в окружающей среде могло бы произойти поднятие груза (например, с помощью турбины).

Включим в состав контрольной поверхности внутренние стенки котла 1, трубопроводов, рабочего цилиндра и поршня 3. Система вновь может оказаться открытой в определенных условиях, зависящих от положения вентиля 4. Если вентиль 4 закрыт, то и система в данном случае будет закрытой. Под давлением пара поршень 3 будет подниматься. В окружающей среде будет совершаться работа. Таким образом, при закрытом вентиле 4 система взаимодействует с окружающей средой путем совершения в ней (среде) работы. Однако при открытом вентиле 4 система вновь окажется открытой, так как может обмениваться веществом с окружающей средой. Какое взаимодействие имеет место между системой и окружающей средой? Снова можно прийти к выводу, что система взаимодействует с окружающей средой путем совершения работы, так как в среде могло бы произойти поднятие груза.

Включим в состав контрольной поверхности дополнительно к уже выбранным ранее элементам внутренние стенки конденсатора 7. Пар, поступающий из цилиндра в конденсатор 7 при открытом вентиле 4, конденсируется. Какое здесь взаимодействие между системой и окружающей средой? Если конденсатор 7 обложить теплоизолятором, то пар не будет конденсироваться (охлаждаться). Обобщая все сказанное выше, мы можем заключить, что взаимодействие термодинамической системы с окружающей средой периодически происходит в виде работы (расширения пара в цилиндре) и теплоты (передачи теплоты окружающей среде в теплообменнике и получения теплоты от окружающей среды в

котле). В котле пар (термодинамическая система) получает теплоту из окружающей среды (сжигается уголь, дрова или другое топливо) из-за разности температур между окружающей средой и системой (водой). Для передачи теплоты от окружающей среды к пару (системе) необходимо, чтобы температура окружающей среды превышала температуру рабочего тела (воды), как минимум, на бесконечно малую величину. Тело окружающей среды, отдающее энергию рабочему телу (воде, пару, газу) в форме теплоты, называют источником теплоты (иногда — *верхним источником теплоты* или теплоотдатчиком). В литературе верхний источник теплоты (ВИТ) еще называют *нагревателем*. В теплообменнике часть теплоты от пара (системы) передается снова окружающей среде. Тело окружающей среды, принимающее от рабочего тела (системы) энергию в форме теплоты, также называют источником теплоты (иногда — *нижним источником теплоты* или теплоприемником). В литературе часто *нижний источник теплоты* (НИТ) называют также *холодильником*. Названия верхнего и нижнего источников теплоты являются условными, так как при определенных условиях их роль может изменяться. Так, если изменить границы рассматриваемой системы, то в ней может найтись более нагретое тело, для которого ВИТ уже будет НИТ (приемником тепла). Если в системе найдется более холодное тело, чем НИТ, то для этого тела НИТ станет уже ВИТ. Для передачи теплоты от рабочего тела к окружающей среде необходимо, чтобы температура окружающей среды была меньше температуры рабочего тела хотя бы на бесконечно малую величину. Логично заметить, что оба эти источника теплоты имеют разную температуру: первый имеет температуру большую, чем второй. Логично было бы во втором случае тело окружающей среды, принимающее теплоту от рабочего тела, назвать холодильником, так как отбор теплоты приводит к охлаждению рабочего тела. Тем не менее, если такой холодильник привести в контакт с телом, имеющим еще более низкую температуру, он будет отдавать теплоту этому телу, то есть теперь сам холодильник станет источником теплоты. В связи с этим, в термодинамике тот источник теплоты, который отдает теплоту рабочему телу, называют верхним источником теплоты или теплоотдатчиком. Его температура выше температуры рабочего тела хотя бы на бесконечно малую величину. Источник теплоты, который в рассматриваемой системе получает энергию в форме теплоты от рабочего тела, называют нижним источником теплоты или теплоприемником. Температура НИТ всегда ниже температуры рабочего тела хотя бы на бесконечно малую величину<sup>1</sup>.

Если в процессе теплообмена с термодинамической системой источник теплоты (верхний или нижний) не изменяет своей температуры (хотя и получает или отдает теплоту), его называют *термостатом*. Термостатом является, например, окружающая среда (ввиду ее больших размеров она может поглотить или отдать большое количество теплоты, не изменяя своей температуры). Так как температура термостата не изменяется, его внутренняя энергия тоже не изменяется, следовательно, понятие термостат

---

<sup>1</sup> Следует всегда помнить, что тепловое взаимодействие между телами возможно лишь при наличии разности температур, хотя бы и бесконечно малой.

означает, что внутренняя энергия теплодатчика или теплоприемника не изменяется, несмотря на отвод или подвод энергии в форме теплоты.

Термодинамическое состояние системы может быть описано с помощью большого числа параметров, к которым относятся: температура, объем, давление, масса, количество вещества и другие. Под термином «параметр», как правило, понимают физическую величину, позволяющую количественно выразить некоторое свойство изучаемого объекта. Например, температура является параметром, позволяющим количественно выразить степень нагретости тела. Часто параметрами состояния называют лишь те величины, которые имеют простую физическую природу и могут быть непосредственно измерены. Другие физические величины не могут быть измерены, а лишь вычислены с использованием измеренных величин. Например, изменение потенциальной энергии тела в поле силы тяжести Земли при его подъеме на некоторую высоту непосредственно измерить невозможно. Для этого измеряют массу тела и высоту его подъема, и, согласно выражению (3.15), изменение потенциальной энергии определяется произведением массы тела на ускорение свободного падения и высоту подъема.

Таким образом, величины более сложной физической природы, характеризующие состояние термодинамической системы, могут быть вычислены, если имеется минимальный набор измеряемых физических величин, между которыми установлена *функциональная зависимость*. Такие физические величины называют *функциями состояния*. Например, значение энергии идеального газа может быть вычислено, если известна его температура, так как между ними существует функциональная зависимость. Вместе с тем следует подчеркнуть, что понятия «параметр состояния» и «функция состояния» в принципе равнозначны.

Мы часто употребляем термин «состояние», не понимая до конца его смысл. В механике термину «состояние» соответствует в некотором смысле термин «положение». Термин «положение» выражает как бы факт установления местонахождения объекта в пространстве (с помощью координат) и что это его местонахождение неизменно во времени. Под термином «состояние» можно понимать некоторый физический факт, заключающийся в том, что физические параметры, выражающие свойство изучаемого объекта, неизменны во времени.

Термины «положение» и «состояние» связаны не только некоторой логической общностью, но и тем, что выражают некоторую закономерность развития природы. Так, если ограничиться рассмотрением простейших термодинамических систем (например, газов) и не рассматривать электромагнитные поля, то в качестве параметров состояния системы можно выделить следующие физические величины:

- давление  $p$ ;
- объем  $V$ ;
- температура  $T$ .

Как известно, чтобы знать положение тела в пространстве, достаточно указать три его координаты (пространство трехмерно). Аналогично, чтобы

знать состояние изучаемого объекта, достаточно указать три его основных параметра. В этом смысле природа как бы симметрична.

В дальнейшем мы будем рассматривать лишь простейшие системы.

Если численное значение хотя бы одного из параметров, выражающих состояние изучаемого объекта, изменяется, то и состояние самого объекта также изменяется. Изучаемый объект с течением времени изменяет свое состояние. Для отражения того факта, что состояние изучаемого объекта с течением времени изменяется, используется термин «процесс». Таким образом, термин «процесс» выражает то, что с течением времени численное значение хотя бы одного из параметров состояния изучаемого объекта (системы) изменяется.

Важное место в термодинамике занимает понятие «термодинамическое равновесие». Если на систему нет внешнего энергетического воздействия, а внутри системы отсутствуют потоки теплоты и вещества и ее состояние неизменно во времени (не изменяются параметры ее состояния), то такая система (тело) находится в *равновесном* термодинамическом состоянии. Значения параметров ее состояния по всей массе системы (тела) одинаковы и соответствуют параметрам окружающей среды. В состоянии равновесия в системе не происходят никакие макроскопические процессы (теплообмен, химические реакции и другие изменения).

Рассмотрим понятие равновесия на конкретных примерах. Пусть в цилиндре с подвижным поршнем находится газ (рис. 3.13). Переместим мгновенно поршень в сторону уменьшения объема и остановим его. Наш опыт позволяет отметить, что давление в цилиндре резко возрастет. Да, это так. Но если бы мы наблюдали за состоянием газа в цилиндре через бесконечно малые промежутки времени, то мы бы установили, что давление возросло в первую очередь возле стенки самого поршня (возникла волна возмущения), а затем оно начало выравниваться по всему объему газа. Такое состояние системы, когда в ее разных частях давление различное ( $p_1 \neq p_2 \neq p_3$ ) и на систему нет внешнего возмущающего энергетического воздействия, называется *неравновесным*. Однако в течение очень короткого промежутка времени система приходит в равновесное состояние, когда в ее различных местах давление становится одинаковым ( $p_1 = p_2 = p_3$ ).

Еще один пример. Будем на плите нагревать воду, находящуюся в сосуде. Системой является вода. Граница системы — внутренние стенки сосуда. Сосуд будем считать идеальным теплоизолятором, то есть не проводящим теплоту в окружающую среду. Через какое-то время выключим плиту. Мы можем утверждать, что система (вода) находится в нагретом состоянии. Однако, если сразу же после выключения плиты (или снятия сосуда с водой с плиты) измерить температуру воды в разных местах сосуда, то она окажется разной (конечно, различие будет незначительным). Следовательно, внутри воды (системы) в течение определенного времени еще будут существовать потоки теплоты между ее отдельными частями. Это будет продолжаться до тех пор, пока температура воды по всему объему не станет одинаковой. В этом случае говорят, что система находится в *неравновесном* состоянии. Параметры, измеренные при неравновесном состоянии системы, не точно отражают состояние системы.

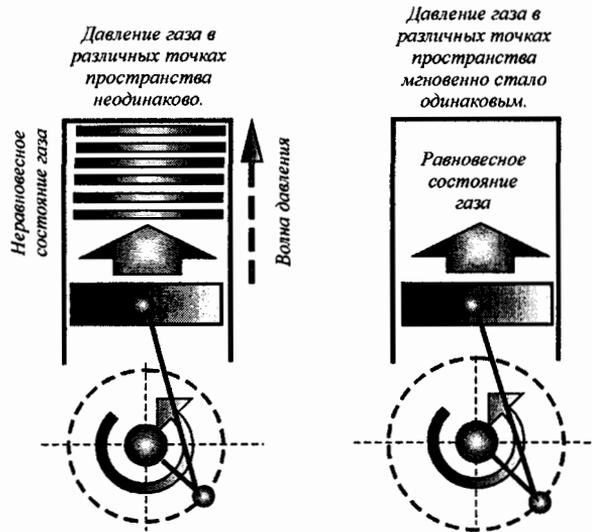


Рис. 3.13. Возникновение неравновесного состояния газа в процессе быстрого движения поршня

Если на систему нет внешнего энергетического воздействия, то в течение некоторого промежутка времени она приходит в равновесное термодинамическое состояние (давление, температура газа выравниваются по всему объему). Этот промежуток времени, называемый *временем релаксации*, зависит от природы тела, характера взаимодействия частиц в системе и исходного неравновесного состояния. После истечения времени релаксации параметры изолированной (не взаимодействующей с окружающей средой) системы принимают постоянные значения и в дальнейшем не изменяются. Интенсивные параметры принимают одинаковые значения во всех частях системы. Поэтому равновесное состояние полностью описывается определенным набором параметров системы, экстенсивных и интенсивных.

*Неравновесным* называется такое состояние изолированной системы, при котором интенсивные параметры системы имеют различные значения в ее различных частях, вследствие чего в ней протекают процессы, направленные на выравнивание значений этих параметров во всех точках системы и на установление равновесного состояния.

Таким образом, условием равновесности состояния является равномерное распределение по системе тех физических величин, различие в которых является причиной обмена энергией.

Если система изолирована от внешних воздействий, равновесное состояние системы сохраняется неизменным неограниченно долго, то есть система не может самопроизвольно выйти из состояния внутреннего равновесия.

Равновесное состояние системы следует отличать от стационарного состояния, которое также остается неизменным во времени, но характеризуется наличием в системе потоков энергии или массы. Например, если к системе одновременно подводится и отводится одинаковое количество теплоты, то ее параметры могут оставаться постоянными во времени.

Примером стационарной системы может служить сосуд с водой, в который одновременно вливается и выливается одинаковое количество воды. Внутри сосуда будут перемещаться массы воды. Система неравновесная. Однако уровень воды в сосуде, а также ее объем и масса, с течением времени не изменяются. В этом случае система стационарна. Классическая термодинамика занимается описанием равновесных состояний, отсюда и ее второе название — равновесная термодинамика. Только равновесные состояния термодинамических систем и их изменения могут быть количественно описаны методами классической термодинамики.

Мы уже отмечали, что параметры термодинамического состояния поддаются непосредственному измерению. О температуре и приборах, позволяющих ее измерять, мы уже говорили. Сейчас выясним, что понимается под давлением на макроскопическом уровне, чем оно измеряется. Первые представления о давлении на микроскопическом (молекулярном) уровне нами были рассмотрены ранее<sup>1</sup>.

Давление, как интенсивный параметр термодинамического состояния, относится к группе термических параметров. В технической литературе его обозначают малой латинской буквой  $p$ .

На микроскопическом уровне давление газа представляет собой средний результат силового воздействия молекул на стенки сосуда и равно отношению нормальной составляющей силы к площади, на которую действует сила.

На макроскопическом уровне давление связано с понятием силы, как причины перемещения тела в заданном направлении. Давление определяется как сила, действующая на единицу площади:  $p = F/A$ .

Газ оказывает давление на стенки сосуда, в котором он заключен. Применительно к жидкости, газу или пару давление — это отношение силы, действующей изнутри на поверхность стенки сосуда в направлении, перпендикулярном этой стенке, к площади ее поверхности. В соответствии с законами механики, давление, приложенное к жидкости или газу, передается во все стороны равномерно (одинаково).

Рассмотрим сосуд, заполненный водой (рис. 3.14). К каждой частице воды приложена элементарная сила тяжести, направленная вниз. Так как масса каждой частицы воды мала, то сила тяжести, действующая на нее, также мала. В теоретической механике действие большого количества сил заменяют равнодействующей силой, действие которой эквивалентно данной системе сил.

На воду, находящуюся в сосуде (рис. 3.14), действует суммарная сила тяжести, равная

$$G = mg, \quad (3.17)$$

где  $m$  — масса воды, находящейся в сосуде;  $g$  — ускорение свободного падения.

Равнодействующая всех сил  $G$ , действующих на молекулы воды, приложена в условной точке, называемой центром масс системы (ЦМ). Реально, жидкость — это система элементарных по размеру и массе тел (молекул). Положение центра масс системы совпадает с положением центра тяжести

<sup>1</sup> См. главу 2.

(ЦТ) всего тела. Центр тяжести системы — это точка, через которую проходит равнодействующая всех сил тяжести, приложенных к точкам этой системы.

Масса жидкости, находящейся в сосуде, равна

$$m = \rho V = \rho abh, \quad (3.18)$$

где  $\rho$  — плотность воды;  $V$  — объем воды;  $a, b$  — длина и ширина основания сосуда;  $h$  — уровень воды в сосуде.

Сила тяжести воды фактически должна быть равномерно распределена по всему основанию сосуда. Определим удельную величину силы тяжести, приходящейся на единицу площади основания сосуда:

$$p = \frac{G}{A} = \frac{mg}{A} = \frac{\rho Vg}{ab} = \frac{\rho abhg}{ab} = \rho gh. \quad (3.19)$$

Удельную силу  $p$ , действующую на единицу площади основания сосуда, называют *давлением*.

Если сосуд (рис. 3.14) открыт, то к свободной поверхности столба воды сверху приложена сила тяжести столба воздуха. Ведь каждая молекула воздуха, как и все предметы, притягивается Землей. Следовательно, над столбом жидкости в сосуде находится столб атмосферного воздуха, который также имеет вес (на него действует сила тяжести  $G_{\text{в}}$ ). Эта сила равна

$$G_{\text{в}} = m_{\text{в}}g = \rho_{\text{в}}Vg = \rho_{\text{в}}abHg, \quad (3.20)$$

где  $m_{\text{в}}$  — масса столба воздуха, находящегося над жидкостью;  $V$  — объем столба жидкости;  $H$  — высота столба воздуха над свободной поверхностью воды, находящейся в сосуде (достигает несколько десятков километров).

Силы  $G$  и  $G_{\text{в}}$  имеют одинаковое направление, поэтому они складываются. В этом случае давление жидкости на дно сосуда определим по формуле

$$\begin{aligned} p &= \frac{G + G_{\text{в}}}{A} = \frac{G}{A} + \frac{G_{\text{в}}}{A} = \rho gh + \frac{\rho_{\text{в}}abHg}{ab} = \\ &= \rho gh + \frac{\rho_{\text{в}}abHg}{ab} = \rho gh + \rho_{\text{в}}gH. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Удельную величину  $p_{\text{ж}} = \rho gh$  называют *весовым давлением жидкости*, находящейся в сосуде. Удельную величину  $p_{\text{о}} = \rho_{\text{в}}gH$  называют *атмосферным давлением*, которое обусловлено весом столба воздуха. Поэтому давление жидкости в любой точке открытого сосуда равно сумме весового давления жидкости и весового давления атмосферного воздуха:

$$p = p_{\text{ж}} + p_{\text{о}}. \quad (3.22)$$

Твердые тела также взаимодействуют между собой. При взаимодействии они прикладывают друг к другу усилие. В большинстве случаев эти тела находятся в непосредственном контакте. Следует также заметить, что сила, прикладываемая от одного тела к другому, распределяется по некоторой площади контакта. В таких случаях также можно определить удельную величину, равную величине силы, приходящуюся на единицу площади контакта. Эту удельную величину также называют *давлением*.

Чтобы лучше познакомиться с понятием давления и с единицами его измерения, рассмотрим алюминиевый цилиндр, находящийся на столе

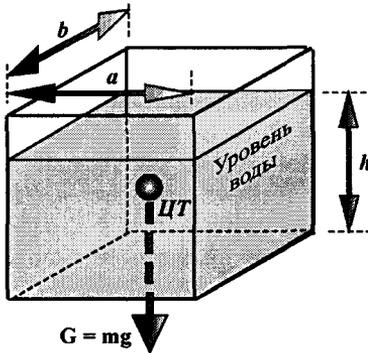


Рис. 3.14. Определение давления жидкости на дно сосуда

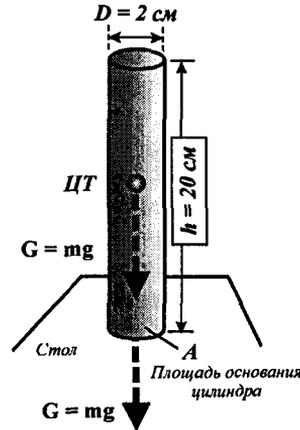


Рис. 3.15. Действие алюминиевого цилиндра на стол

(рис. 3.15). На каждую молекулу цилиндра действует сила тяжести. Равнодействующая всех этих сил равна  $G = mg$ .

Силу  $G$  называют *силой тяжести* цилиндра. Она приложена в центре масс (ЦМ) системы. Эта сила приложена к цилиндру, но не к столу. Однако, благодаря опорной поверхности  $A$  (основание цилиндра), эта сила передается на стол.

Пусть масса цилиндра равна 200 г. Тогда сила тяжести  $G$  цилиндра будет равна:

$$G = mg = 200[\text{г}] \cdot 9.81 \left[ \frac{\text{М}}{\text{с}^2} \right] = 200 \cdot 10^{-3} [\text{кг}] \cdot 9.81 \left[ \frac{\text{М}}{\text{с}^2} \right] = 1.962 \frac{\text{кг} \cdot \text{М}}{\text{с}^2} = 1.962 \text{ Н}.$$

Величина силы, численно равная  $1 \text{ кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2$ , в системе СИ называется *ньютоном* (обозначается Н), т. е.,  $1 \text{ кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2 = 1 \text{ Н}$ .

Сила тяжести  $G$ , приложенная к столу, равномерно распределена по поверхности площадью  $A$ , численное значение которой равно

$$A = \frac{\pi \cdot d^2}{4} = \frac{3.14 \cdot 2^2 \text{ см}^2}{4} = 3.14 \text{ см}^2 = 3.14 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2.$$

Выясним теперь, какое давление производит вертикально стоящий алюминиевый цилиндр на расположенную под ним поверхность стола. Реально цилиндр производит на поверхность стола следующее давление:

$$\begin{aligned} p &= \frac{\text{Сила тяжести}}{\text{Площадь опоры}} = \frac{G}{A} = \frac{mg}{A} = \frac{1.962 \text{ Н}}{3.14 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2} = \\ &= 6.25 \cdot 10^3 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 6.25 \cdot 10^3 \text{ Па}. \end{aligned}$$

В системе СИ единица давления  $\text{Н}/\text{м}^2$  называется *паскаль* (сокращенно Па), по имени Блеза Паскаля (1623–1662 гг.), французского ученого и математика ( $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н}/\text{м}^2$ ). Подобно алюминиевому цилиндру в рассмотренном выше примере, земная атмосфера также притягивается к Земле силой гравитационного притяжения. Вследствие этого она оказывает давление

на поверхность Земли, называемое атмосферным давлением. Количество воздуха над каждой данной точкой земной поверхности время от времени меняется, то есть меняется и его давление на поверхность Земли.

Следует заметить, что на поверхность цилиндра действует атмосферное давление  $p_0$ . Действие атмосферного давления на боковую поверхность цилиндра взаимно уравнивается. Известно, что атмосферное давление  $p_0$  зависит от высоты. Это означает, что на верхнее основание цилиндра действует несколько меньше атмосферное давление, чем на нижнее основание. Пусть на верхнее основание цилиндра действует давление  $p_0$ . Тогда на нижнее основание цилиндра будет действовать давление  $p_0 + \Delta p$ . Определим силу атмосферного давления, действующую на верхнее основание цилиндра:

$$P_0 = p_0 A. \quad (3.23)$$

Сила  $P_0$  направлена вниз.

На нижнее основание цилиндра действует сила атмосферного давления, равная

$$P_0^* = (p_0 + \Delta p) A. \quad (3.24)$$

Сила  $P_0^*$  направлена вверх.

Сравнивая выражения (3.24) и (3.23), видим, что сила  $P_0^*$  больше силы  $P_0$ . Определим результирующую силу:

$$F = P_0^* - P_0 = (p_0 + \Delta p) A - p_0 \cdot A = \Delta p A. \quad (3.25)$$

Увеличение давление  $\Delta p$ , действующего на нижнее основание цилиндра, обусловлено весом столба воздуха высотой  $h$ :

$$\Delta p = \rho g h, \quad (3.26)$$

где  $\rho$  — плотность воздуха;  $g$  — ускорение свободного падения.

Подставим выражение (3.26) в выражение (3.25):

$$F = \rho g h A. \quad (3.27)$$

Произведение  $hA = V$  представляет собой объем цилиндра, а произведение  $\rho V = m_v$  — массу вытесненного воздуха. Тогда окончательно имеем:

$$F = m_v g. \quad (3.28)$$

Таким образом, на цилиндр, находящийся в открытом пространстве, действует выталкивающая сила, равная весу вытесненного им воздуха.

Пусть высота алюминиевого цилиндра равна 10 см. Тогда его объем равен

$$V = A \cdot h = 3.14 \cdot 10^{-4} [\text{м}^2] \cdot 0.1 [\text{м}] = 0.314 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3.$$

Определим выталкивающую силу, действующую на цилиндр:

$$\begin{aligned} F &= \rho \cdot g \cdot V = 1.29 \left[ \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right] \cdot 9.81 \left[ \frac{\text{м}}{\text{с}^2} \right] \cdot 0.314 \cdot 10^{-4} [\text{м}^3] = \\ &\approx 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ Н}. \end{aligned}$$

Эта величина очень мала и в практических расчетах, как правило, не учитывается.

Иногда спрашивают, что тяжелее, тонна свинца или тонна дерева? На первый взгляд кажется, что здесь некорректен сам вопрос. Однако здесь не все так просто, как кажется. Для уяснения сущности хитроумной формулировки данного вопроса, рассмотрим два примера.

Пусть свинец и дерево взвешиваются в открытом пространстве. Показания динамометра в обоих случаях одинаковы (равны 1 т). Здесь следует учесть, что 1 т дерева занимает в пространстве больший объем, чем 1 т свинца. Это обусловлено тем, что плотность дерева меньше плотности свинца. На любое тело, погруженное в жидкость или газ, действует выталкивающая сила, равная весу вытесненной этим телом жидкости или газа. Так как дерево занимает больший объем, чем свинец, то оно будет выталкиваться больше воздуха по сравнению со свинцом. Следовательно, на дерево со стороны атмосферного воздуха действует большая выталкивающая сила, чем на свинец. Если свинец и дерево перенести в безвоздушное пространство, то показания динамометров будут иными. Окажется, что вес этого же дерева в безвоздушном пространстве будет больше веса свинца. Этот опыт говорит о том, что точные измерения должны производиться в безвоздушном пространстве. Тем не менее, в практической деятельности измерения производят в условиях окружающей среды, так как погрешность измерения при этом небольшая. Да и трудно себе представить, что во всех магазинах установлены вакуумные камеры для измерения веса товара.

С другой стороны, пусть взвешивания свинца и дерева произведены в безвоздушном пространстве. Показания динамометров в обоих случаях равны 1 т. Тогда, взвешивая эти же предметы в открытом воздушном пространстве, получим, что свинец тяжелее дерева, так как на него действует меньшая выталкивающая сила со стороны атмосферного воздуха.

Частицы воздуха находятся в непрерывном хаотическом движении. Вследствие такого хаотического движения, частицы стремятся занять весь объем того сосуда, в котором они находятся. Так как окружающая среда имеет огромные размеры, то это наталкивает на мысль, что частицы воздуха должны равномерно распределиться по всему мировому пространству. При отсутствии внешних сил, действующих на частицы воздуха, они именно так и должны были бы распределиться. Однако это не происходит. Воздух занимает некоторый слой вокруг Земли. Выясним причину этого.

Частицы воздуха находятся в поле притяжения Земли. Сила тяжести каждой частицы направлена к центру Земли. Под действием этой силы частица притягивается к поверхности земного шара. Таким образом, в поле тяготения Земли частицы воздуха стремятся упасть на ее поверхность. Благодаря сочетанию двух тенденций — стремления частиц под действием силы тяжести упасть на поверхность Земли и в результате теплового (хаотического) движения рассредоточиться в мировом пространстве, они располагаются в некотором слое вокруг Земли. Концентрация частиц воздуха у поверхности Земли больше, чем на некоторой высоте (рис. 3.16).

Частицы воздуха в результате хаотического движения воздействуют на предметы окружающей среды. Это воздействие зависит от концентрации частиц воздуха в данном месте. Самая большая концентрация частиц

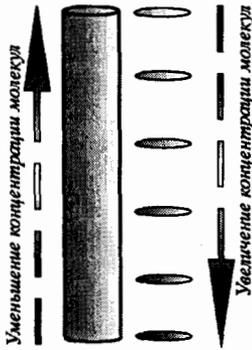


Рис. 3.16. Изменение концентрации молекул воздуха по высоте над поверхностью Земли

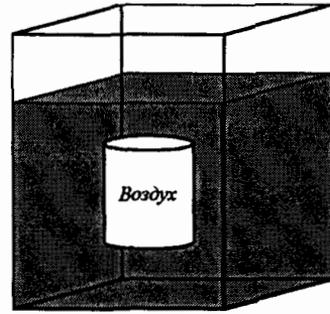


Рис. 3.17. Погружение перевернутого стакана в сосуд с водой

воздуха у поверхности Земли, а поэтому их воздействие на предметы окружающего мира в этом месте будет наибольшим. По мере удаления от поверхности Земли концентрация молекул воздуха уменьшается. Зависимость концентрации молекул воздуха от высоты над поверхностью Земли выражается формулой:

$$N_h = N_0 e^{-\beta mgh}, \quad (3.29)$$

где  $\beta = mN_A/(2RT)$  — коэффициент;  $m$  — масса молекулы воздуха;  $N_A \approx 6.022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> — постоянная Авогадро;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — абсолютная температура воздуха на высоте  $h$ ;  $g$  — ускорение свободного падения.

Таким образом, воздух действует на поверхность предмета с некоторой силой. Эта сила равномерно распределена по поверхности. Если эту силу разделить на площадь рассматриваемой поверхности, то получим удельную величину, называемую давлением. Напомним, что жидкости и газы передают давление во все стороны одинаково.

Таким образом, на все окружающие нас тела, находящиеся в открытом пространстве, действуют силы, обусловленные атмосферным давлением.

О существовании атмосферного давления узнали не сразу. Вначале даже сомневались в том, что воздух занимает объем. Предполагали, что воздух, это не материальная среда, поэтому он не может занимать объем. Так как воздух не являлся материальной средой, он не мог иметь и массу.

Мы часто слышим выражение «пустой стакан». Мы действительно видим, что в нем нет никакой видимой материальной среды. Однако мы понимаем, что стакан вовсе не пуст. В нем находится воздух. Хотя мы его и не видим, но интуитивно осознаем его присутствие. Чтобы убедиться в этом, можно проделать опыт. Перевернем стакан вверх дном и погрузим в жидкость (рис. 3.17). В этом случае вода не заполняет стакан. Это означает, что в стакане находится материальная среда, занимающая некоторый объем. Этой материальной средой является воздух. Если под водой перевернем стакан в нормальное положение, то из него выйдут пузыри воздуха. Только после удаления воздуха из стакана его объем займет вода.

В том, что воздух имеет массу, легко убедиться, проведя другой опыт. Взвесим пустой воздушный баллон. Пустым его нельзя считать, так как в нем находится воздух при атмосферном давлении. С помощью компрессора принудительно наполним его воздухом. Давление находящегося в баллоне воздуха увеличится. Снова взвесим баллон. Масса его будет больше первоначальной.

Таким образом, простейшие опыты убеждают, что воздух имеет массу и занимает некоторый объем, то есть он является материальной средой. Многие ученые древности полагали, что природа боится пустоты. Если бы это было так, то мы смогли бы решить ряд существенных проблем в гидравлике. Рассмотрим эту проблему на конкретном примере.

Пусть требуется поднять воду из водоема на некоторую высоту, например, 100 м. Для этого установим в водоеме цилиндр с подвижным поршнем (рис. 3.18). В поршне установлен специальный клапан, позволяющий при опускании поршня пропускать через себя жидкость (воду). В цилиндре также установлен обратный клапан. Опустим поршень. Благодаря специальному клапану, воздух из пространства под поршнем переместится в пространство над поршнем.

Предположим, что имеется возможность опустить поршень до соприкосновения с водой. С технической точки зрения здесь нет проблем. Это означает, что между поршнем и водой отсутствует другая среда, то есть воздух. Теперь будем поднимать поршень. Обратный клапан в поршне закроется. Под поршнем будет образовываться пустота, но, как полагали ученые древности, природа не терпит пустоты. И это их наблюдение будет подтверждаться. При подъеме поршня обратный клапан откроется, и за поршнем вверх будет следовать вода. Казалось, нет проблем с поднятием воды. Тем не менее, как только поршень поднимется выше 10.33 м над уровнем воды в водоеме, вода в цилиндре перестанет подниматься. Уровень воды оторвется от поршня и под ним образуется пустота. Так как в воде содержатся различные примеси, особенно газы, она вскипает и столб распадается. Здесь уже выводы древних ученых о том, что природа не терпит пустоты, не подтверждаются. Этот факт был известен рудокопам еще до Аристотеля, но не был правильно истолкован. С этим же явлением встретился Галилей, когда его колодезный насос перестал подавать воду. Он позвал мастера для устранения неполадки. Не найдя никакого дефекта в насосе, мастер подвел следующий итог — уровень воды в водоеме опустился слишком низко и никакой насос (большой или маленький) не сможет поднять воду на такую высоту. Следует заметить, что в те времена водяные насосы строились примерно по той же схеме, что приведена на рис. 3.18. Выводы мастера поставили Галилея в тупик, так как они

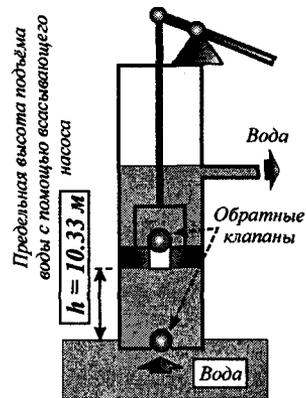


Рис. 3.18. Конструктивная схема всасывающего насоса для поднятия воды

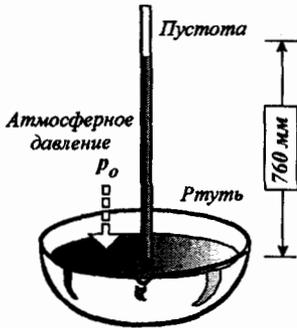


Рис. 3.19. Схема опыта Торричелли с трубкой, наполненной ртутью

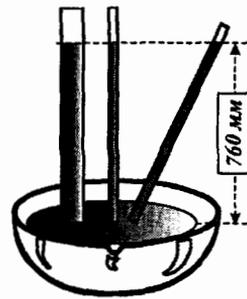


Рис. 3.20. Схема опыта Торричелли с наклонными трубками

не согласовывались с выводами Аристотеля о боязни природой пустоты. Галилей стал искать ответ на этот вопрос.

Первым, кто бросил вызов древнему учению о боязни пустоты в природе, был ученик Галилея — Эвангелиста Торричелли. Он поступил несколько иначе. Торричелли знал, что ртуть имеет плотность примерно в 13.6 раза большую, чем вода. Это позволило ему интуитивно понять, что с помощью всасывающего насоса ртуть можно поднять на высоту, в 13.6 раза меньшую, чем воду. Если 10.33 м разделить на 13.6, то получим 0.76 м (76 см). Это означает, что с помощью всасывающего насоса ртуть можно поднять только на высоту 76 см. Торричелли взял длинную трубку (более 76 см), запаивную с одного конца (рис. 3.19), и полностью заполнил ее ртутью. Далее, закрыв отверстие пальцем, перевернул трубку и погрузил в сосуд с ртутью. После этого отнял палец. Столбик ртути в трубке опускался и останавливался на уровне 76 см. Если трубка была более 76 см, то в верхней части трубки возникала пустота. При этом Торричелли обнаружил, что при наклонении трубки расстояние от уровня ртути в сосуде до ее уровня в трубке не менялся (рис. 3.20) и оставался равным 76 см. После опытов Торричелли разгорелись новые споры о невозможности пустоты в природе.

Выводы Торричелли подтвердил великий французский ученый Блез Паскаль. Он провел ряд публичных опытов с трубками Торричелли различной длины. Результаты были такими же. Паскаль поднимался с трубками Торричелли в горы и заметил, что по мере подъема уровень ртути в трубках уменьшался. Когда Паскаль опускался, уровень ртути в трубках увеличивался и становился равным 76 см у подножья горы. Уровень ртути в трубке Торричелли уменьшается каждый раз на 1 см (10 мм) при подъеме на каждые 107 м над уровнем моря.

Независимо от Торричелли и Паскаля существование атмосферного давления предсказывал Отто фон Герике, бургомистр города Магдебурга (Германия). Он взял два полых полушария диаметром около 28 см, отшлифованных так, что, будучи густо смазаны салом и прилажены друг к другу, они образовывали непроницаемый для воздуха шар. Потом он выкачал из этого шара воздух и закрыл кран. При демонстрации этого опыта перед

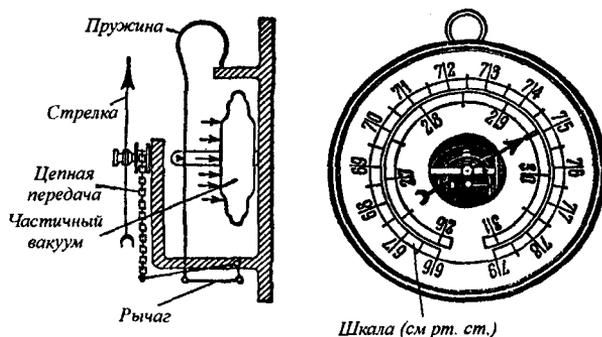


Рис. 3.21. Устройство барометра-анероида

германским императором две упряжки по восемь лошадей каждая с трудом смогли разнять эти два полушария.

Эти наблюдения только подталкивали к осознанию факта существования атмосферного давления. Ведь с внутренней стороны эти полушария ничем не удерживались. С внешней стороны полушарий находится только воздух (окружающая среда). Следовательно, воздух, каким то образом воздействовал на полушария, предотвращая их разъединение.

Так как существование атмосферного давления было установлено, возникла необходимость его измерения. Сейчас многие знают, что при изменении атмосферного давления изменяется погода. Проще всего атмосферное давление можно измерить с помощью трубки, наполненной ртутью (рис. 3.19), но ртуть является опасным для здоровья человека веществом, поэтому никто сейчас не применяет трубку с ртутью для измерения атмосферного давления. Для измерения атмосферного давления были созданы другие (безопасные) приборы. Примером такого прибора является барометр-анероид (рис. 3.21).

Барометр-анероид состоит из круглой коробочки с гофрированной крышкой, выполненной из тонкого металла. Воздух из коробочки частично выкачан. При увеличении давления крышка вдавливается, а при уменьшении — снова распрямляется. Эти небольшие колебания усиливаются во много раз при помощи рычагов и цепочки, соединенной с валиком, который поворачивает указатель (стрелку). Шкалу прибора калибруют в единицах давления (в большинстве случаев в миллиметрах ртутного столба).

Так, если высота столба ртути в барометре равна 760 мм, то на шкале барометра-анероида (рис. 3.21) против стрелки указывают 760 мм рт. ст. Если высота столба ртути в барометре равна 730 мм, то стрелка в барометре-анероиде установится в другом месте шкалы, где указано 730 мм рт. ст.

Так как с высотой изменяется атмосферное давление, это позволяет использовать барометр-анероид для определения высоты полета самолетов. При увеличении высоты на 11 м атмосферное давление уменьшается на 1 мм рт. ст. Зная это соотношение между высотой подъема и падением давления, можно прокалибровать анероид так, что он будет показывать высоту поднятия над исходным уровнем. Такой прибор называется альтиметром.

Его используют пилоты на самолетах и воздушных шарах, альпинисты и изыскатели.

Известно, что атмосферное давление с течением времени изменяется, то есть в природе наблюдается колебания давления. Колебание атмосферного давления влияет как на самочувствие человека, так и на характеристики многих приборов и машин. Так, чем меньше атмосферное давление, тем меньше плотность окружающего воздуха. Представим себе поршневой насос, нагнетающий воздух в некоторый сосуд. За один ход поршня нагнетается  $1 \text{ дм}^3$  воздуха. Пусть нас интересует массовая подача воздуха. Массовая подача насоса равна произведению плотности воздуха на объемную подачу ( $1 \text{ дм}^3$ ). Если давление окружающей среды изменяется, то изменяется и плотность воздуха. В этом случае также изменяется массовая подача насоса, хотя объемная подача не изменяется. Естественно, что для определения характеристик насоса его необходимо испытывать при конкретном значении атмосферного давления. Было принято решение испытывать большинство машин при вполне конкретном значении давления (если это существенно для определения их параметров). Для этого потребовалось установить стандартное значение атмосферного давления, при котором следует определять характеристики устройств, машин, приборов. Если при испытаниях значение атмосферного давления не соответствует стандартному значению, результаты экспериментов пересчитывают на стандартное значение давления атмосферы. В этом случае говорят, что результаты эксперимента приводят к стандартным условиям. В качестве стандартного было принято давление, равное  $760 \text{ мм рт. ст.}$  В системе СИ это давление соответствует  $101325 \text{ Па}$ , или  $101.325 \text{ кПа}$ . Таким образом, столб земной атмосферы, простирающийся от поверхности Земли до космического пространства, оказывает в своем основании давление  $101.325 \text{ кПа} = 101325 \text{ Па} = 101325 \text{ Н/м}^2$ .

Как известно, в технике используются давления, во много раз большие или меньшие атмосферного давления.

Следует отметить, что барометр измеряет абсолютное давление окружающей среды. Если в закрытом пространстве отсутствует воздух, то в нем отсутствует давление, поэтому высота ртутного столба в трубке, помещенной в это пространство, равна нулю. Окружающая нас среда представляет собой открытое пространство, поэтому на все тела окружающей среды действует атмосферное давление.

Давления, большие или меньшие атмосферного давления, нельзя измерить барометром. Чем большее давление требуется измерить, тем больший прибор (барометр) требуется применить. Если использовать трубку с ртутью, то пропорционально давлению должна увеличиваться длина трубки. Если использовать для измерения больших давлений барометр-анероид, то следует учесть, что на его чувствительный элемент уже действует, как минимум, атмосферное давление. В этом случае для измерения давления, значительно превышающее атмосферное, следует применить прибор, автоматически добавляющий к показаниям значение атмосферного давления. Проще было бы сделать так, чтобы шкала прибора начиналась со значения атмосферного давления, но тогда его показания будут неточны, так как значение атмосферного давления с течением времени может сильно (отно-

сительно) изменяться. Были созданы простые приборы, которые измеряют разницу между измеряемым фактически и атмосферным давлением. Если к этой разности давлений добавить значение атмосферного давления, то получим значение абсолютного (измеренного от нуля) давления. Величина, на которую измеренное давление превышает атмосферное давление, называется *избыточным* давлением.

В некоторых случаях из закрытых сосудов может быть выкачан воздух или другой газ. В этом случае значение давления газа в закрытом сосуде будет меньше значения давления окружающей среды. Для таких случаев созданы приборы, измеряющие недостаток давления газа в закрытом сосуде по отношению к давлению окружающей среды. Это недостающее давление называют разрежением (вакуумом), а прибор, измеряющий его, называют вакуумметром. В связи с этим условно можно различать четыре вида давления:

- атмосферное давление;
- избыточное давление;
- вакуумметрическое давление;
- абсолютное (полное) давление.

Иногда давление условно разделяют на:

- абсолютное давление;
- условное давление (атмосферное, избыточное и вакуумметрическое).

*Абсолютным* называют давление, отсчитываемое от абсолютного вакуума (от нуля) или близкой к нему величины. Абсолютный вакуум можно создать, если из герметично закрытого сосуда удалить все молекулы находящегося в нем газа. Давление газа обусловлено хаотичным движением молекул (атомов). Если в сосуде нет молекул газа, то нет и никакого давления на стенки сосуда. Да, с внешней стороны на сосуд будет действовать атмосферное давление  $p_0$ , но с внутренней стороны на стенки сосуда газ не воздействует, так как его там нет. В этом случае давление среды на стенки сосуда с внутренней стороны равно нулю ( $p_{\text{вак}} = 0$ ).

Если теперь допустить крайне незначительную разгерметизацию сосуда, то он будет постепенно наполняться газом (например, воздухом). В этом случае давление газа на стенки сосуда будет постепенно увеличиваться от нуля ( $p_{\text{вак}} = 0$ ) до некоторой величины, равной, например, атмосферному давлению  $p_0$ .

*Условное* давление отсчитывается от некоторой величины, принятой за нуль. Чаще всего в качестве нулевого принимают атмосферное давление  $p_0$ . В этом случае, как отмечалось ранее, давление выше атмосферного называют избыточным, а ниже атмосферного — разрежением, или вакуумметрическим давлением. Последнее выражается в единицах давления со знаком «минус».

В необходимых случаях абсолютное давление может быть определено по измеренному избыточному или вакуумметрическому давлению:

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{бар}} + p_{\text{изб}}, \quad \left[ \text{если абсолютное давление в сосуде больше атмосферного} \right];$$

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{бар}} - p_{\text{вак}}, \quad \left[ \text{если абсолютное давление в сосуде меньше атмосферного} \right],$$

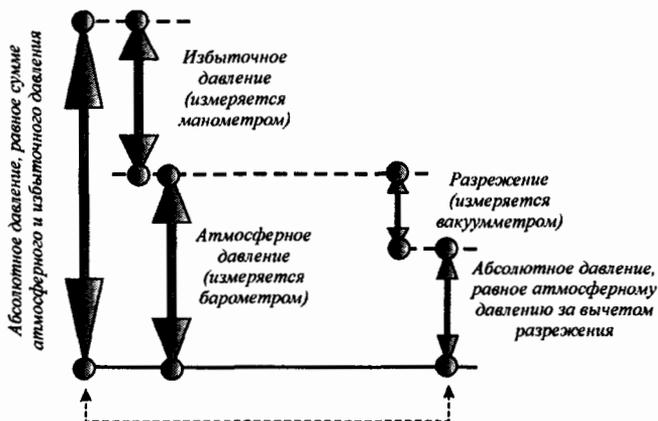


Рис. 3.22. Схема определения абсолютного давления газа

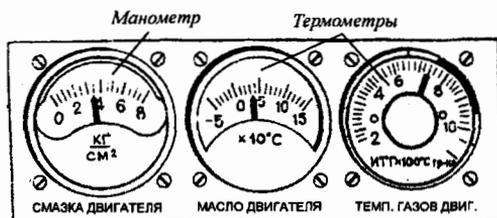


Рис. 3.23. Фрагмент щитка контрольных приборов механика-водителя танка

где:  $p_{\text{абс}}$  — абсолютное давление (полное давление, производимое паром или газом);  $p_{\text{бар}}$  — барометрическое давление (давление окружающей атмосферы);  $p_{\text{изб}}$  — избыточное давление (разность между абсолютным давлением в системе и барометрическим давлением окружающей среды);  $p_{\text{вак}}$  — вакуумметрическое давление (разность между барометрическим давлением и абсолютным давлением в системе).

Принцип измерения абсолютного давления показан на рис. 3.22.

Избыточное давление измеряют манометром. Манометры устанавливаются, как правило, в гидравлических и пневматических системах.

На щитке контрольных приборов механика-водителя танка (рис. 3.23) также есть манометр (бывает даже несколько). Есть такие приборы на щитке контрольно-измерительных приборов в салоне легкового или кабине грузового автомобиля, трактора и других машин.

Если посмотреть на шкалу манометра, то она начинается с цифры 0. Когда двигатель танка, автомобиля не работает, то стрелка манометра устанавливается на цифре 0. Кажется, что давление масла в системе смазки двигателя отсутствует. Но система смазки двигателя всегда имеет связь с атмосферой. Следовательно, на свободную поверхность масла в баке действует атмосферное давление, которое манометр не может измерить.

После пуска двигателя манометр будет показывать определенное давление, например  $2,5 \text{ кгс/см}^2$  (обычно на шкалах современных манометров для удобства указывают старые размерности единиц измерения давления).

Это означает, что избыточное давление в системе составляет  $2.5 \text{ кгс/см}^2$ , а абсолютное давление равно

$$p = 2.5 \frac{\text{кгс}}{\text{см}^2} + 1.0 \frac{\text{кгс}}{\text{см}^2} = 3.5 \frac{\text{кгс}}{\text{см}^2}.$$

Давление создает масляный насос, который устанавливается на двигателе. Если в точке, где установлен насос, давление масла больше давления в конечной точке магистрали, то оно будет перемещаться к конечной точке. Как правило, конечной точкой магистрали является масляный бак, который сообщается с атмосферой. Магистраль также оказывает сопротивление потоку масла. Следовательно, потоку масла в магистрали препятствуют давление окружающей среды и сопротивление магистрали. Но окружающая среда также действует на масло и в начале магистрали. Поэтому масло будет перемещаться в магистрали только за счет избыточного давления, создаваемого насосом. Это избыточное давление измеряет манометр, установленный на щитке механика-водителя (рис. 3.23).

Есть приборы, которые измеряют разность давлений между различными системами или частями одной системы. Они показывают только разность давлений, которая при любых значениях атмосферного давления всегда одинакова. Такие приборы для измерения разности давлений называются *дифференциальными* манометрами. В будущем следует иметь в виду, что во всех термодинамических соотношениях используется (если специально не оговорено) только *абсолютное* давление. Например, если указано, что на поршень двигателя действует давление  $p = 10 \text{ кгс/см}^2$ , то это означает абсолютное значение давления. Поршень будет перемещаться вниз.

Зададим вопрос, а какая сила перемещает поршень? Вспомним, что для определения силы давления необходимо давление умножить на площадь поршня ( $A = \pi \cdot d^2/4$ ). С другой стороны, на поршень действует атмосферное давление, создающее силу, направленную вверх (против движения поршня). Картер двигателя для удаления прорвавшихся в него из цилиндра газов всегда сообщается с окружающей средой (атмосферой), поэтому поршень будет перемещаться под действием движущей силы, равной:

$$P_{\text{движ}} = (p_{\text{абс}} - p_{\text{бар}}) \frac{\pi d^2}{4} = p_{\text{изб}} \frac{\pi d^2}{4}.$$

Избыточное и вакуумметрическое давления не являются параметрами состояния, так как они зависят от атмосферного давления. Параметром состояния является только абсолютное давление.

Так как единица давления паскаль очень мала, в технике часто используют кратные ей единицы: килопаскаль ( $1 \text{ кПа} = 10^3 \text{ Па}$ ) и мегапаскаль ( $1 \text{ МПа} = 10^3 \text{ кПа} = 10^6 \text{ Па}$ ).

Иногда из-за традиционного удобства используются внесистемные единицы давления. Нужно уметь выражать давление в единицах системы СИ. В табл. 3.1 приведены соотношения между различными единицами давления.

Мерой объема в системе СИ является производная единица, полученная возведением в куб основной единицы длины ( $\text{м}^3$ ). Кубический метр ( $\text{м}^3$ ) равен объему куба с длиной ребра в один метр. Используют также и

Таблица 3.1

Соотношения между единицами давления

Единица	Па	кгс/м <sup>2</sup>	кгс/см <sup>2</sup>
1 Па	1	$10.20 \cdot 10^{-2}$	$10.20 \cdot 10^{-6}$
1 кгс/м <sup>2</sup>	9.807	1.0	$10^{-4}$
1 кгс/см <sup>2</sup>	$9.807 \cdot 10^4$	$10^4$	1.0
1 атм. физ.	$101.3 \cdot 10^3$	$1.033 \cdot 10^4$	1.033
1 мм вод. ст.	9.807	1.0	$10^{-4}$
1 мм рт. ст.	133.3	13.59	$13.59 \cdot 10^{-4}$
1 бар	$10^5$	$10.20 \cdot 10^3$	10.20

меньшие единицы: кубический сантиметр (см<sup>3</sup>) и кубический дециметр (дм<sup>3</sup>). Другой распространенной мерой объема является литр (л). Литр — это объем, равный одному кубическому дециметру (1 л = 1 дм<sup>3</sup>). Литр содержит 1000 миллилитров (1 л = 1000 миллилитров), а миллилитр имеет такой же объем, как и кубический сантиметр (1 миллилитр = 1 см<sup>3</sup>).

Объем (обозначается символом  $V$ ) является экстенсивной физической величиной, так как зависит от количества (массы) вещества. Если разделить объем вещества  $V$  на массу  $m$ , то получим интенсивную физическую величину, называемую удельным объемом  $V_m$  ( $V_m = V/m$ ).

Удельный объем  $V_m$  — это объем, занимаемый единицей массы вещества  $m$  и выражаемый в кубических метрах, деленных на килограмм (м<sup>3</sup>/кг).

Величина, обратная удельному объему называется *плотностью*:

$$\frac{1}{V_m} = \frac{m}{V} = \rho \left[ \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]. \quad (3.30)$$

Следовательно,

$$\rho \cdot V_m = \frac{m}{V} \cdot \frac{V}{m} = 1. \quad (3.31)$$

В практике инженерных расчетов часто используют и такую величину, как *молярный* объем  $V_n$  [м<sup>3</sup>/моль]. Он равен отношению объема  $V$  (м<sup>3</sup>), занимаемого веществом, к количеству вещества  $n$  (моль):

$$V_n = \frac{V}{n} \left[ \frac{\text{м}^3}{\text{моль}} \right]. \quad (3.32)$$

В закрытой термодинамической системе масса (количество) вещества не изменяется, поэтому  $m = \text{idem}$ ,  $n = \text{idem}$ . В этом случае при изменении давления  $p$  и температуры  $T$  объем газа  $V$  также изменяется. В связи с этим будут изменяться удельный объем  $V_m$ , плотность  $\rho$  и молярный объем  $V_n$ .

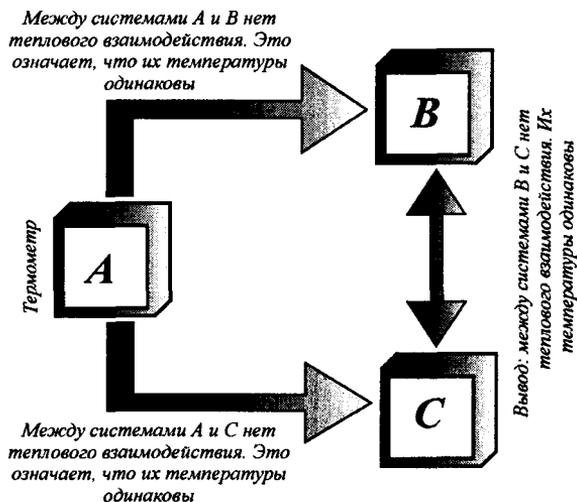
### 3.3. ТЕПЛОЕ РАВНОВЕСИЕ ТЕЛ. НУЛЕВОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Изобретение термометра и установление температурных шкал однозначно определило операцию измерения величины, которую мы называем температурой. Казалось бы, понятие температуры, как фундаментальной

величины, можно считать хорошо установленным, но все оказывается не так просто.

Пусть имеется три сосуда, в один из которых налита холодная, в другой — теплая, а в третий — горячая вода. Опустим на некоторое время левую руку в сосуд с горячей водой, а правую — в сосуд с холодной водой. Через некоторое время обе руки опустим в сосуд с теплой водой и получим неожиданный результат. Вода в этом сосуде для левой руки будет очень холодной, а для правой руки — очень горячей. В этом может убедиться каждый. Этот несколько примитивный опыт показывает, что, определяя температуру некоторого тела с помощью руки, можно допустить грубейшую ошибку.

Аналогичная ошибка может возникнуть даже в том случае, если мы пытаемся определить температуру некоторого тела с помощью термометра. В повседневной жизни мы часто пользуемся термометром, измеряя температуру тела, не задумываясь при этом, собственно температуру чего мы измеряем — нашего тела или ртути в термометре. Высота подъема столбика ртути в термометре зависит только от ее температуры, а не от температуры тела. При измерении температуры тела используется одно неявное предположение, которое не имеет априорного обоснования. Суть этого предположения рассмотрим на конкретном примере. Опустим термометр в сосуд с водой. Он покажет какую-то определенную температуру, например,  $30^{\circ}\text{C}$ . Затем измерим температуру куска металла, которая, например, также будет  $30^{\circ}\text{C}$ . Опустим этот кусок металла в сосуд с водой. При этом мы подсознательно предполагаем, что никаких изменений не произойдет. В этом нас убеждает наш жизненный опыт. И действительно, температура воды и куска металла не изменятся. Следовательно, степень нагретости обоих тел не изменится. Но именно отсутствие каких-либо изменений при приведении в контакт различных тел с одинаковой температурой является основой для утверждения основного принципа термометрии, о котором будет сказано ниже. Рассмотрим теперь две различные системы, которые имеют разные давления и температуры. Если они отделены друг от друга так, что не взаимодействуют и поэтому не влияют друг на друга, то их различные давления и температуры могут сохраняться длительное время. Однако если между ними устанавливается контакт таким образом, что они воздействуют друг на друга, то говорят, что системы находятся в тепловом контакте (между ними возникает поток энергии в форме теплоты). Пусть имеется два бруска металла, один из которых имеет температуру  $300^{\circ}\text{C}$ , а другой —  $50^{\circ}\text{C}$ . Они будут влиять друг на друга, если находятся в состоянии теплового контакта: температура более горячего бруска будет снижаться, в то время как температура более холодного бруска будет расти до тех пор, пока температуры обоих брусков не станут одинаковыми. При этом два бруска окажутся в состоянии теплового равновесия друг с другом. Предположим теперь, что имеются две отдельные системы, между которыми нет теплового контакта. Если бы между ними мы установили тепловой контакт и при этом никаких заметных перемен в их параметрах состояния не обнаружили, то про такие две отдельные системы можно говорить, что они находятся в состоянии теплового равновесия. Таким образом, даже при отсутствии контакта друг с другом две системы могут



**Рис. 3.24.** Иллюстрация принципа термометрии (нулевого начала термодинамики)

находиться в состоянии теплового равновесия, если при возникновении теплового контакта между ними их состояния не изменятся (отсутствуют потоки энергии в форме теплоты).

Для того чтобы определить, находятся ли две системы  $A$  и  $B$  (рис. 3.24) в состоянии теплового равновесия, нужно воспользоваться третьей системой  $C$  (которую можно рассматривать как термометр).

Предположим, что системы  $C$  и  $A$  находятся в состоянии теплового равновесия и, кроме того, в состоянии теплового равновесия находятся системы  $C$  и  $B$ . Следовательно, между системами  $C$  и  $A$ , а также между системами  $C$  и  $B$  отсутствует обмен энергией в форме теплоты. Означает ли это, что между системами отсутствует обмен энергией в форме теплоты, то есть системы  $A$  и  $B$  обязательно должны находиться в состоянии теплового равновесия друг с другом? Ответ на этот вопрос будет утвердительным. В действительности это не вполне очевидно. Тем не менее, наш повседневный опыт и великое множество экспериментов показывают, что для теплового равновесия это все-таки верно:

- если две системы  $A$  и  $B$  (рис. 3.24) в отдельности находятся в состоянии теплового равновесия с третьей системой  $C$ , то они пребывают в состоянии теплового равновесия и друг с другом.

В упомянутом выше опыте с тремя сосудами с водой не соблюдается правило определения температуры как свойства системы. Действительно, в момент опускания обеих рук в сосуд с теплой водой они не находились в состоянии теплового равновесия с водой. Левая рука до этого была опущена в сосуд с горячей водой, поэтому ее температура больше температуры теплой воды. Правая рука ранее была опущена в сосуд с холодной водой, поэтому ее температура в начальный момент ниже температуры теплой воды. При опускании обеих рук в сосуд с теплой водой будут наблюдаться

два явления. Левая рука будет остывать (теплой поток направлен от руки к воде), в результате чего вода будет казаться холодной. Правая рука, наоборот, будет нагреваться, поэтому для нее вода будет казаться горячей. Если руки подержать в теплой воде некоторое время, температуры обеих рук и воды станут равными. Поток энергии в форме теплоты между водой и руками прекратится, то есть наступит тепловое равновесие, и только теперь мы можем определить температуру воды в сосуде (только грубо). Если вместо рук в этом случае использовать термометр, можно было бы точно указать температуру воды в сосуде. Для этого достаточно опустить термометр в сосуд с водой и подождать некоторое время для прекращения движения ртутного столбика. Когда ртутный столбик перестанет перемещаться (из воды его не следует вынимать), термометр будет находиться в состоянии теплового равновесия. В этом случае термометр покажет свою собственную температуру (не температуру воды). Тем не менее, в состоянии теплового равновесия температуры воды и термометра равны, поэтому можно утверждать, что с помощью термометра измерена температура воды (хотя фактически измерена температура собственно термометра).

Всякий термометр всегда показывает свою собственную температуру, равную, согласно закону теплового равновесия, температуре среды, с которой он находится в тепловом равновесии. Как раз на этом положении базируется измерение температуры нашего тела медицинским термометром. Когда столбик ртути в термометре не поднимается, то это указывает на то, что между нашим телом и ртутью установилось тепловое равновесие (нет потока тепловой энергии). В этом случае температура ртути в термометре равна температуре нашего тела. Поэтому термометр, показывая свою собственную температуру, в этом случае показывает и температуру нашего тела, так как они одинаковы.

Температура — интенсивное свойство. Температура системы не равна сумме температур частей системы. Если слить вместе 10 десятилитровых ведер воды, то получим 100 литров воды, но температура этой воды не будет равна сумме температур 10 ведер воды (температуры не складываются). Температура не обладает свойством аддитивности.

Это обстоятельство, являющееся краеугольным камнем термометрии, было понято лишь много лет спустя, после того как были сформулированы первое и второе начала (законы) термодинамики. Впервые это подчеркнул Р. Х. Фаулер в 1931 г. Этот постулат иногда называют *нулевым началом термодинамики*, так как ученые осознали, что он должен быть впереди первого и второго начал термодинамики. Не существует ни одного эксперимента, противоречащего нулевому закону термодинамики, поэтому мы считаем, что он выполняется.

Таким образом, нулевое начало — это утверждение о природе реального мира, которое не выводится из более простых или более фундаментальных положений. Это первичный закон, который лежит в основе многих наших дальнейших рассуждений.

### 3.4. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА НА МОЛЕКУЛЯРНОМ УРОВНЕ

Одной из характерных закономерностей в поведении макроскопических тел является то, что состояние любого находящегося в равновесии однородного тела определяется лишь двумя основными термическими параметрами, а все остальные термические параметры могут быть представлены как функции этих двух.

Термические параметры состояния — давление, объем и температура ( $p$ ,  $V$ ,  $T$ ) связаны между собой однозначной связью, существование которой объясняется тем, что параметры определяются одними и теми же величинами: скоростью движения молекул и расстоянием между ними, а эти величины для каждого состояния тела имеют вполне определенные значения.

Опыт и теория показывают, что параметры  $p$ ,  $V$  и  $T$  однородного тела в равновесном состоянии связаны между собой функциональной зависимостью

$$f(p, V, T) = 0, \quad (3.33)$$

которая называется *термическим* уравнением состояния.

Уравнению состояния (3.33) можно придать другую форму:

$$\left. \begin{aligned} p &= f_1(V, T) \\ V &= f_2(p, T) \\ T &= f_3(p, V) \end{aligned} \right\}. \quad (3.34)$$

Уравнения состояния (3.34) уменьшают число независимых параметров системы с трех до двух: значение любого третьего параметра однозначно определяется двумя другими.

В термодинамике роль уравнения (3.33) весьма существенна: термодинамика может получить соотношения между величинами, характеризующими систему, лишь в том случае, если известно уравнение состояния. Это уравнение совершенно необходимо знать для решения задач термодинамики. Тем не менее, уравнение состояния не может быть выведено на основе начал (законов) термодинамики, то есть в рамках самой термодинамики. Оно может быть найдено либо экспериментально, либо методами статистической физики. Графически термическое уравнение состояния (3.33) отображается в координатах  $p$ ,  $V$ ,  $T$  в виде некоторой поверхности. Конкретный вид уравнения состояния зависит от индивидуальных свойств вещества.

Выведем термическое уравнение состояния методами статистической физики.

Ж. Л. Гей-Люссак (1778–1850 гг.) — один из тех выдающихся личностей в ранней истории современной науки, кто справедливо заслужил славу искателя приключений. Он интересовался полетом на воздушных шарах и в 1804 г. сам совершил подъем на высоту около 8 км. Это был рекорд высоты подъема, продержавшийся несколько десятилетий. Но Гей-Люссак преследовал своим полетом другие цели: он исследовал изменения магнит-

ного поля Земли и отбирал образцы атмосферы для изучения зависимости ее состава от высоты.

Чтобы управлять воздушным шаром, Гей-Люссаку нужно было подробнее изучить свойства газов. Это заставило его провести несколько экспериментов. Наиболее важный из них привел в 1808 г. к установлению закона, которому подчиняются объемы газов. Напомним, что согласно этому закону:

- *объемы реагирующих друг с другом газов, взятые при одинаковых температурах и давлениях, выражаются как простые целые числа.*

Эта формулировка закона Гей-Люссаком противоречила закону, сформулированному Дальтоном в 1803 г. Дальтон утверждал, что различные химические элементы могут соединяться друг с другом в соотношениях 1:1, 1:2, 1:3, ... . На основании этого он составил первую в истории науки таблицу относительных атомных масс химических элементов. Ошибочно считая все газы одноатомными, Дальтон приписывал, например, воде химическую формулу  $\text{HO}$ , аммиаку —  $\text{NH}$ .

Парадоксом истории науки является полное неприятие Дальтоном закона простых объемных соотношений, открытого Гей-Люссаком. По этому закону объемы как участвующих в реакции газов, так и продуктов реакции, находятся в простых кратных соотношениях. Так, соединение 2 л водорода и 1 л кислорода дает 2 л водяного пара. Этот факт не находил себе объяснения в теории Дальтона, так как в ней соединялись равные количества атомов. Закон Гей-Люссака противоречил атомистической теории Дальтона. Блестящий выход из этого кризисного положения в науке был указан итальянским ученым Амедео Авогадро.

Работа Гей-Люссака послужила главной предпосылкой выдвинутой в 1811 г. Амедео Авогадро гипотезы о том, что:

- *в равных объемах газов при одинаковой температуре и давлении содержится равное число молекул.*

Гипотеза об одинаковом числе молекул в равных объемах газов естественным образом объясняла результаты Гей-Люссака. Содержащиеся в 2 л водорода частицы в соединении с частицами, содержащимися в 1 л кислорода, дают 2 л молекул водяных паров  $\text{H}_2\text{O}$ .

При жизни Авогадро его гипотеза не получила должного признания. Возможно, это произошло потому, что он не был химиком-экспериментатором и поэтому не мог сам доказать свое предположение.

Вообразим себе три колбы (рис. 3.25) емкостью 1 л каждая. Колбы наполнены соответственно следующими газами: водородом  $\text{H}_2$ , азотом  $\text{N}_2$  и аргоном  $\text{Ar}$ . Предположим, все эти газы находятся при *одинаковых* давлении и температуре. Согласно гипотезе Авогадро, эти колбы содержат равное число газовых частиц. Обратим теперь внимание на то, что один из газов состоит из атомов, а два остальных — из двухатомных молекул; кроме того, заметим, что вещества, находящиеся в колбах, имеют разные массы. Так как нас интересуют соотношения, в которых учитываются

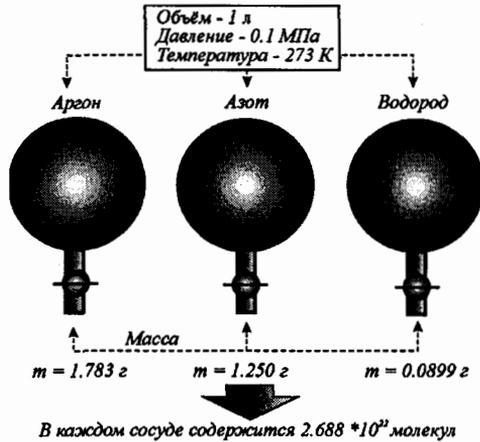


Рис. 3.25. Иллюстрация физического смысла гипотезы Авогадро

давление, температура и объем газа, имеет значение только то, что в колбах находится равное число газовых частиц при одинаковой температуре.

Сходство в поведении этих трех газов оказывается еще большим. При нагревании их в условиях постоянного давления ( $p = \text{idem}$ ) они расширяются на одинаковую часть исходного объема с повышением температуры на каждый градус. Сжатие газов при постоянной температуре ( $T = \text{idem}$ ) приводит к уменьшению их объема на одинаковую часть исходного объема при заданном повышении давления. Другими словами, параметры состояния газа, определяющие его физические свойства, не зависят от конкретного химического состава индивидуальных газовых частиц.

Ранее нами было получено основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа<sup>1</sup>:

$$p = \frac{2}{3} \cdot \frac{N}{V} \left( \frac{1}{2} \cdot m V_{\text{ср}}^2 \right), \quad (3.35)$$

где  $p$  — давление газа;  $N$  — количество молекул (атомов) в газе;  $V$  — объем газа;  $m$  — масса молекулы (атома) газа;  $V_{\text{ср}}$  — средняя скорость молекул газа.

Преобразуем выражение (3.35) к виду

$$\frac{3}{2} \cdot pV = N \left( \frac{1}{2} \cdot m V_{\text{ср}}^2 \right). \quad (3.36)$$

Правая часть выражения (3.36) представляет собой внутреннюю энергию газа

$$U = N \cdot \left( \frac{1}{2} m V_{\text{ср}}^2 \right). \quad (3.37)$$

Внутренняя энергия газа может быть определена по следующей формуле<sup>2</sup>:

$$U = \frac{3}{2} nRT, \quad (3.38)$$

<sup>1</sup> См. выражение (2.37').

<sup>2</sup> См. главу 2.

Таблица 3.2  
**Численные значения  
 универсальной газовой постоянной**

Единица измерения	Численное значение
л · атм/(моль · К)	0.08206
кал/(моль · К)	1.987
Дж/(моль · К)	8.314
кДж/(кмоль · К)	8.314
Дж/(кмоль · К)	8314

где  $n$  — количество газа (моль, кмоль);  $R = 8.314 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} = 8.314 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — абсолютная температура газа, К.

Объединяя выражения (3.36), (3.37) и (3.38), получим

$$pV = nRT. \quad (3.39)$$

Соотношение (3.39) называют *уравнением состояния идеального газа*, так как давление ( $p$ ), объем ( $V$ ) и температура ( $T$ ) однозначно конкретизируют состояние термодинамической системы. Хотя реальные газы не вполне точно подчиняются уравнению состояния идеального газа, различие между свойствами реального и идеального газов обычно настолько незначительно, что им можно пренебречь. Это позволяет использовать уравнение состояния идеального газа для решения практических задач, связанных с поведением реальных газов.

Численное значение универсальной газовой постоянной  $R$  для всех газов одно и то же и определяется выбором единиц измерения остальных параметров, входящих в уравнение (3.39). В табл. 3.2 указаны численные значения универсальной газовой постоянной, выраженные в некоторых наиболее употребительных единицах измерения.

В качестве простого примера применения уравнения состояния идеального газа вычислим объем 1 моль газа при  $0^\circ\text{C}$  (273.15 К) и давлении 1 атм (101325 Па)<sup>1</sup>.

Преобразуем выражение (3.39), выразив объем  $V$  через остальные величины, и подставим все необходимые численные значения:

$$V = \frac{nRT}{p} = \frac{1 [\text{моль}] \cdot 8.314 [\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})] \cdot 273.15 [\text{К}]}{101325 [\text{Па}]} \approx \\ \approx 0.02241 \text{ м}^3 = 22.41 \text{ дм}^3 [\text{л}].$$

Согласно уравнению состояния идеального газа и гипотезе Авогадро, такой объем должен занимать 1 моль любого газа при нормальных условиях.

Уравнение состояния идеального газа связывает между собой четыре разных независимых свойства газа. Для закрытых термодинамических

<sup>1</sup> Указанные температура и давление в совокупности называются нормальными условиями.

систем в уравнении состояния (3.39) фактически будут три переменные величины (так как  $n = idem$  и  $R = const$ ):

- давление  $p$ ;
- объем  $V$ ;
- температура  $T$ .

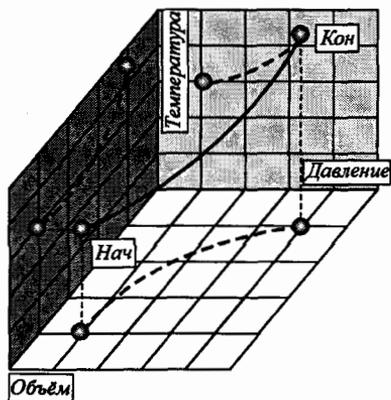


Рис. 3.26. Изменение параметров состояния идеального газа в процессе его перехода из начального состояния в конечное состояние

Реально, при изменении одного из параметров состояния будут изменяться два других. Естественно, что процесс перехода закрытой термодинамической системы из одного состояния в другое может быть изображен некоторой линией в трехмерной системе координат  $p - V - T$  (рис. 3.26).

Анализировать поведение газа по такому графику трудно, хотя и возможно, поэтому изучение свойств газов проводят по несколько «упрощенной» схеме. Смысл такой схемы заключается в том, что при изменении значения одного из параметров определяют изменение значения второго параметра при искусственном поддержании неизменным значения третьего параметра.

Начнем с обсуждения экспериментов, в которых количество газа  $n$  и еще один из трех остальных параметров состояния ( $p$ ,  $V$ ,  $T$ ) поддерживается *постоянным*. Мы будем рассматривать в основном закрытые (не обменивающиеся веществом с окружающей средой) термодинамические системы (если специально не оговорено иное).

## 3.5. ОСНОВНЫЕ ГАЗОВЫЕ ЗАКОНЫ

### 3.5.1. Соотношение между давлением и объемом газа при постоянной температуре. Закон Бойля—Мариотта

Рассмотрим цилиндр с подвижным поршнем (рис. 3.27), в котором находится идеальный газ.

Пусть стенки цилиндра и поршня обработаны идеально, что позволяет поршню двигаться относительно стенок цилиндра без трения. На поршень действует сила тяжести  $G = mg$ , где  $m$  — масса поршня;  $g$  — ускорение свободного падения.

Под действием этой силы поршень стремится переместиться вниз, чему препятствует газ. Со стороны газа на поршень действует сила  $P$ , равная силе тяжести поршня, но направленная в противоположную сторону (ста-

тическое равновесие):

$$P = G = mg. \quad (3.40)$$

Площадь поршня равна:  $A = \pi \cdot d^2/4$ , где  $d$  — диаметр поршня.

Тогда на поршень со стороны газа действует давление, равное:

$$p = \frac{P}{A} = \frac{mg}{A}. \quad (3.41)$$

Приложим к поршню дополнительную силу  $\Delta G$ , которая плавно увеличивается от нуля до некоторого значения. В результате такого приложения силы  $\Delta G$  поршень очень медленно будет опускаться вниз из-за нарушения условия равновесия:

$$P \neq G + \Delta G; \quad (3.42)$$

$$P - (G + \Delta G) \rightarrow -0. \quad (3.43)$$

По мере перемещения поршня будет увеличиваться сила давления газа  $P$ , стремясь выровняться с силой  $(G + \Delta G)$ . Поэтому для перемещения поршня вниз необходимо выполнение условий (3.42) и (3.43).

Выражение (3.42) означает, что сила  $P$  не равна силе  $G + \Delta G$ . Выражение (3.43) показывает, что сила  $P$  меньше силы  $G + \Delta G$  на бесконечно малую величину (разность этих сил стремится к нулю с отрицательной стороны числовой оси). При опускании поршня вниз объем цилиндра, а вместе с ним и объем газа, уменьшаются. Если прекратить увеличивать силу  $\Delta G$ , то поршень остановится в некотором нижнем положении, пройдя путь  $L$  от положения 1 до положения 2. Следовательно, внешняя сила  $G + \Delta G$  совершает над поршнем работу, равную

$$W = \int_1^2 (G + \Delta G) dL. \quad (3.44)$$

Работа перемещения поршня определяется путем интегрирования, так как по мере перемещения поршня сила  $(G + \Delta G)$  изменяется. На бесконечно малом перемещении  $dL$  силу  $(G + \Delta G)$  можно считать постоянной. Под действием силы  $(G + \Delta G)$  объем  $V$  газа уменьшился, т. е. он деформировался (сжался). Определим работу сжатия газа. Со стороны газа к поршню приложена сила давления  $P$ , в каждый момент времени почти равная силе  $(G + \Delta G)$ , на что указывает выражение (3.43). Но сила  $P$  по отношению к силе  $(G + \Delta G)$  направлена в противоположную сторону. На основании изложенных выше положений можно записать:

$$W_{\text{газа}} = \int_1^2 P dL = - \int_1^2 (G + \Delta G) dL. \quad (3.45)$$

Знак «минус» в выражении (3.45) указывает на то, что газом совершается отрицательная работа. Напомним, что работа — это способ передачи

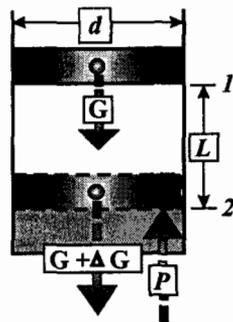


Рис. 3.27. Сжатие газа в цилиндре

механической энергии, то есть работа — это та же энергия. Энергия никогда отрицательной не бывает, поэтому знак «минус» в выражении (3.45) указывает на то, что работа фактически выполняется не газом над окружающей средой (поршнем), а наоборот, окружающей средой (поршнем) над газом (термодинамической системой).

Запишем уравнение (3.39) состояния идеального газа при нахождении поршня в начальном и конечном положениях:

$$p_1 V_1 = nRT_1; \quad (3.46)$$

$$p_2 V_2 = nRT_2; \quad (3.47)$$

$$[n = \text{idem}; \quad R = \text{const}].$$

В процессе сжатия внутренняя энергия газа увеличивается, так как ему сообщается энергия из внешней среды в форме работы. Внутренняя энергия газа зависит только от его температуры (об этом будет сказано в дальнейшем). Таким образом, при сжатии газа его температура увеличивается, так как увеличивается внутренняя энергия.

Поступим иначе. Цилиндр с подвижным поршнем разместим в ванне с водой. При сжатии температура газа будет стремиться увеличиться, но через стенки цилиндра теплота (это энергия, но в другой форме) будет отводиться от газа. Если приток энергии в механической форме (работу) и отток энергии в тепловой форме сделать равными друг другу, то в процессе сжатия температура газа не будет изменяться ( $T = \text{idem}$ ). В этом случае уравнения состояния (3.46) и (3.47) можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} p_1 V_1 &= nRT; \\ p_2 V_2 &= nRT \end{aligned} \right\}, \quad (3.48)$$

$$[n = \text{idem}; \quad R = \text{const}; \quad T = \text{idem}].$$

Так как правые части системы уравнений (3.48) одинаковы, то можно записать следующее равенство:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 = \dots = p_i V_i = \text{idem}, \quad (3.49)$$

$$[n = \text{idem}; \quad R = \text{const}; \quad T = \text{idem}].$$

Следовательно, в общем случае при  $T = \text{idem}$  можно записать:

$$pV = \text{idem}; \quad V = \frac{\text{idem}}{p}. \quad (3.50)$$

Выражения (3.50) позволяют интерпретировать следующую закономерность поведения идеального газа при постоянной температуре:

- при постоянной температуре произведение давления газа на его объем является величиной постоянной;
- при постоянной температуре объем газа обратно пропорционален его давлению.

Соотношение (3.50) между давлением и объемом газа при постоянной температуре было установлено экспериментально независимо друг от друга Робертом Бойлем (1660 г.) и Эдмоном Мариоттом (1667 г.) и носит название закона Бойля—Мариотта.

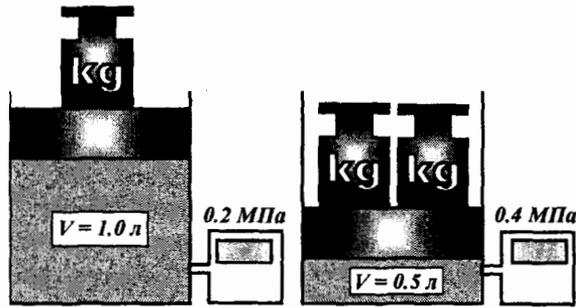


Рис. 3.28. Иллюстрация зависимости давления газа от объема при постоянной температуре

Разделив правую и левую части выражения (3.49) на массу газа  $m$ , получим следующую зависимость:

$$p_1 \frac{V_1}{m} = p_2 \frac{V_2}{m}. \quad (3.51)$$

Выражение (3.51) можно записать в виде

$$\frac{p_1}{V_1} = \frac{p_2}{V_2}. \quad (3.52)$$

Учитывая, что отношение массы газа к его объему представляет его плотность ( $m/V = \rho$ ), выражение (3.52) примет следующий вид:

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \frac{p_2}{\rho_2}. \quad (3.53)$$

Выражение (3.53) выражает важное свойство газа – его сжимаемость при постоянной температуре:

- чем больше давление газа, тем больше его плотность.

Пусть в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 3.28) находится некоторое количество сухого воздуха при комнатной температуре  $25^\circ\text{C}$  и давлении 2 атм ( $\sim 0.2$  МПа). Объем цилиндра равен  $1 \text{ дм}^3$  (1 л). Один литр (кубический дециметр) сухого воздуха при этих условиях имеет массу 1.185 г. Следовательно, его плотность равна

$$\rho_1 = 1.185 \text{ г/дм}^3 \text{ (1.185 г/л)}.$$

Сожмем воздух так, чтобы его объем уменьшился наполовину ( $V_2 = 0.5V_1$ ). Для этого необходимо удвоить давление, доведя его до 4 атм ( $\sim 0.4$  МПа). В цилиндре по-прежнему находится 1.185 г воздуха (количество частиц воздуха в цилиндре не уменьшилось), поэтому, на основании зависимости (3.53), его плотность в этом случае должна увеличиться в два раза:

$$\begin{aligned} \rho_2 &= \rho_1 \frac{p_2}{p_1} = 1.185 \left[ \frac{\text{г}}{\text{дм}^3} \right] \cdot \frac{0.2 \text{ МПа}}{0.1 \text{ МПа}} = \\ &= 1.185 \left[ \frac{\text{г}}{\text{дм}^3} \right] \cdot 2 = 2.370 \frac{\text{г}}{\text{дм}^3}. \end{aligned}$$

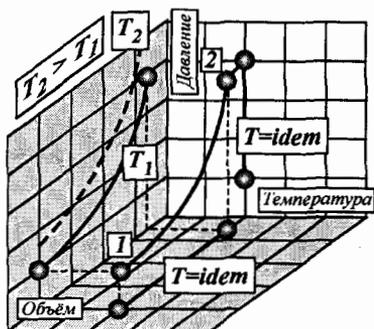


Рис. 3.29. Графическое изображение закона Бойля—Мариотта

Следовательно, при удвоении давления газа и неизменной температуре ( $T = idem$ ) его плотность также удваивается. Продолжая сжимать воздух, мы будем тем самым увеличивать его плотность. Необходимо заметить, что при сжатии воздух нагревается. (Когда накачивают насосом велосипедную шину, насос нагревается). В этом случае температура воздуха переменна. Для того чтобы газ при сжатии следовал закону Бойля—Мариотта, необходимо его охладить. Этого можно добиться, если газ сжимать медленно и также медленно отводить от него теплоту. Мы предполагаем,

что это условие автоматически выполняется.

Таким образом, при постоянной температуре плотность газа прямо пропорциональна его давлению.

Напомним, что в приведенных выше зависимостях используется только абсолютное давление газа, численно равное сумме барометрического (атмосферного) и манометрического (избыточного) давлений газа. Порядок определения абсолютного давления газа описан ранее.

Графически закон Бойля—Мариотта может быть представлен в координатах  $V - p$  (объем-давление) в виде равнобокой гиперболы (рис. 3.29) или в виде прямой в координатах  $T - p$  (температура-давление) и  $T - V$  (температура-объем).

### 3.5.2. Соотношение между объемом и температурой газа при постоянном давлении. Закон Гей-Люссака

Проведем опыт с газом, находящимся в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 3.30). Нагреем газ и посмотрим, что с ним произойдет. Пусть при нахождении поршня в положении 1 его объем равен  $V_1$ , а температура —  $T_1$ . К поршню приложена сила тяжести  $G$ , которая направлена вниз. Со стороны газа на поршень действует сила  $P$ , которая направлена вверх. Результирующая сила этих двух сил равна нулю. Отметим, что на поршень сверху действует сила атмосферного давления, которая направлена вниз (как и сила тяжести поршня), равная произведению атмосферного давления на площадь поршня. Будем полагать, что она входит в силу тяжести поршня. С качественной стороны сила атмосферного давления не вносит никаких изменений в смысл проводимого опыта.

Теперь будем нагревать газ в цилиндре с помощью горелки. Посмотрим, что произойдет с термодинамической системой (газом) в результате ее нагрева. По мере нагрева поршень в цилиндре будет перемещаться вверх и перейдет в положение 2. Это означает, что объем газа при нагревании увеличился. Для объяснения результата этого опыта воспользуемся

уравнением состояния идеального газа (3.39), которое для лучшего запоминания запишем повторно:  $pV = nRT$ .

При нахождении поршня в точке 1 на газ действует сила тяжести поршня, равная  $G$ . Со стороны газа на поршень действует сила его давления, равная  $P$ . Если поршень не движется, то имеет место статическое равновесие:

$$P = G. \quad (3.54)$$

Сила тяжести  $G$  по отношению к газу (термодинамической системе) является внешней силой, не зависящей от его свойств. Силу давления газа  $P$  можно определить по формуле

$$P = pA, \quad (3.55)$$

где  $p$  — давление газа;  $A$  — площадь поршня.

Объединяя зависимости (3.54) и (3.55), получим

$$pA = G = mg, \quad (3.56)$$

где  $m$  — масса поршня;  $g$  — ускорение свободного падения.

Так как масса поршня и ускорение свободного падения являются постоянными величинами ( $m = idem$ ;  $g = const$ ), то и сила тяжести поршня также является величиной постоянной ( $G = idem$ ).

При нагревании температура газа увеличивается. При увеличении температуры газа  $T$  правая часть в уравнении состояния идеального газа  $pV = nRT$  увеличивается. Следовательно, должна увеличиваться и его левая часть ( $pV$ ).

Так как в процессе нагрева газа поршень перемещается вверх, то это означает, что нарушается условие (3.54):

$$P > G. \quad (3.57)$$

Из выражения (3.55) можно заключить, что сила  $P$  может увеличиться только за счет увеличения давления газа  $p$ , так как площадь поршня  $A$  является величиной постоянной.

На основании выражения (3.56) можно записать:

$$p = \frac{mg}{A} = idem, \quad (m = idem; \quad g = const; \quad A = idem). \quad (3.58)$$

Так как масса  $m$ , площадь  $A$  поршня и ускорение свободного падения  $g$  являются постоянными величинами, это означает, что в процессе нагрева давление не должно увеличиваться, то есть оно остается постоянным. Так как в процессе нагрева правая часть в уравнении состояния идеального газа  $pV = nRT$  из-за роста температуры  $T$  увеличивается, то в его левой части должен увеличиваться объем  $V$ , так как давление  $p$  остается постоянным. Тем не менее, этот вывод не объясняет причины перемещения поршня, так как для этого требуется выполнения условия (3.57). Это условие выполняется следующим образом. В процессе нагрева увеличивается температура газа. В результате этого незначительно (на бесконечно малую

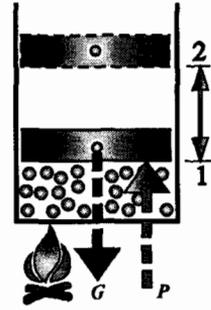


Рис. 3.30. Схема опыта по установлению зависимости температуры газа от объема при постоянном давлении

величину) увеличивается его давление. Так как поршень относительно стенок цилиндра движется без трения, то бесконечно малое увеличение силы  $P = pA$  приводит к его бесконечно малому перемещению, в результате чего объем цилиндра (газа) увеличивается. В этом случае условие (3.57) можно записать в виде:

$$\left. \begin{array}{l} P > G \\ P - G \rightarrow +0 \end{array} \right\}. \quad (3.59)$$

Таким образом, в результате нагрева давление газа непрерывно стремится увеличиться на бесконечно малую величину, вызывая нарушение силового равновесия, приводящее к перемещению поршня. Увеличение объема газа  $V$  компенсирует бесконечно малое увеличение его давления  $p$ , поэтому можно считать, что в процессе нагрева давление газа остается почти постоянным ( $p \approx idem$ ).

Если прекратить нагревать газ, то перемещение поршня прекратится, и он остановится в положении 2 (рис. 3.30). В этом случае будет выполняться условие (3.56).

Запишем уравнение состояния идеального газа (3.39) в следующем виде:

$$V = \frac{nR}{p} T. \quad (3.60)$$

Так как в данном опыте величины  $n$ ,  $R$ ,  $p$  остаются постоянными, выражение (3.60) можно записать таким образом:

$$V = \frac{(n = idem) \cdot (R = const)}{(p = idem)} T = idem \cdot T. \quad (3.61)$$

Выражение (3.61) можно интерпретировать следующим образом:

- *объем идеального газа при постоянном давлении должен быть прямо пропорциональным его абсолютной температуре, т. е.  $V = f(T)$  при  $p = idem$ .*

Эта закономерность носит название закона Гей-Люссака. Графически она представлена на рис. 3.31.

Запишем уравнение состояния идеального газа при положениях поршня (рис. 3.30.) в точках 1 и 2:

$$pV_1 = nRT_1; \quad (3.62)$$

$$pV_2 = nRT_2. \quad (3.63)$$

Отметим на графике (рис. 3.32) точки, соответствующие состоянию газа при положениях поршня в точках 1 и 2 (рис. 3.30). В процессе при постоянном давлении объем газа прямо пропорционально зависит от его температуры [согласно выражению (3.61)]. Это означает, что точки 1 и 2 (рис. 3.32) можно соединить прямой линией. Продлим эту линию до пересечения с осью абсцисс (осью температур) в точке 0. В этой точке объем газа должен быть равным нулю. Как материальная среда газ должен прекратить свое существование (исчезнуть). Это условие никогда не выполняется, так как при некоторых (очень низких) температурах газы превращаются в жидкости, объем которых не может быть равным нулю<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Эти вопросы рассматриваются во второй части данного пособия

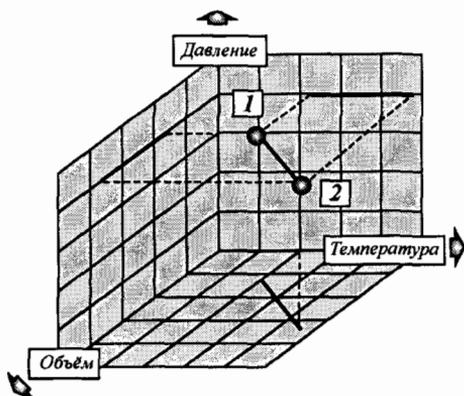


Рис. 3.31. Зависимость объема газа от температуры при постоянном давлении

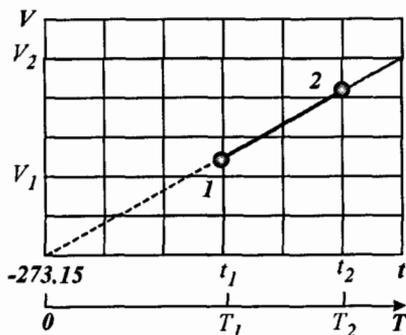


Рис. 3.32. Экстраполяция к оси абсцисс зависимости объема газа от температуры при постоянном давлении

Известно, что температура газа является мерой средней скорости его молекул. Если гипотетически предположить, что объем молекул газа станет равным нулю, то прекратится всякое их движение. В этом случае температура газа должна быть равной нулю. Эту температуру, при которой объем газа должен был бы равняться нулю, выбирают в качестве начала отсчета абсолютной температурной шкалы, которая совпадает со шкалой Кельвина<sup>1</sup>.

Разделим выражение (3.62) на выражение (3.63):

$$\frac{pV_1}{pV_2} = \frac{nRT_1}{nRT_2};$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}; \quad \frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}. \quad (3.64)$$

Из выражения (3.64) получим

$$V_2 = V_1 \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.65)$$

Если параллельно оси абсолютных температур построить шкалу Цельсия (рис. 3.32), то нуль в шкале Кельвина ( $T = 0 \text{ K}$ ) будет находиться против отметки  $-273.15$  шкалы Цельсия ( $t = -273.15^\circ\text{C}$ ). Это привело к предположению о том, что температура  $t = -273.15^\circ\text{C}$  является, возможно, наименьшей достижимой температурой. Множество современных экспериментов свидетельствует о том, что это действительно так. Эту температуру  $-273.15^\circ\text{C}$  называют абсолютным нулем температуры. Абсолютный нуль температуры лежит в основе шкалы температур, называемой абсолютной, которая совпадает со шкалой Кельвина (будет рассмотрена в дальнейшем).

<sup>1</sup> См. главу 2.

Шкалы Кельвина и Цельсия связаны между собой соотношением  $T = 273.15 + t$ . На основании этого соотношения можно записать:

$$T_1 = 273.15 + t_1, \quad (3.66)$$

$$T_2 = 273.15 + t_2. \quad (3.67)$$

Подставим выражения (3.66) и (3.67) в зависимость (3.65):

$$V_2 = V_1 \cdot \frac{273.15 + t_2}{273.15 + t_1}. \quad (3.68)$$

Пусть начальная температура газа равна нулю ( $t_1 = 0^\circ\text{C}$ ). Тогда выражение (3.68) можно представить в следующем виде:

$$V_2 = V_1 \frac{273.15 + t_2}{273.15} = V_1 \left( \frac{273.15}{273.15} + \frac{1}{273.15} t_2 \right) = V_1 \left( 1 + \frac{1}{273.15} t_2 \right). \quad (3.69)$$

Постоянную величину

$$\alpha_V = \frac{1}{273.15}$$

называют температурным коэффициентом объемного расширения идеального газа при постоянном давлении.

Выражение (3.69) окончательно можно записать в виде

$$V_2 = V_1 (1 + \alpha_V \cdot t_2),$$

или

$$V_i = V_0 (1 + \alpha_V \cdot t_i), \quad (3.70)$$

где  $V_i$  — объем идеального газа при температуре  $t_i$ ;  $V_0$  — объем идеального газа при температуре  $t_0 = 0^\circ\text{C}$ ;  $\alpha_V$  — температурный коэффициент объемного расширения идеального газа.

### 3.5.3. Соотношение между давлением и температурой газа при постоянном объеме. Закон Шарля

Рассмотрим закрытый сосуд (рис. 3.33), в котором находится идеальный газ. С помощью горелки нагреем газ и определим изменение его параметров:

- давления  $p$ ;
- объема  $V$ ;
- температуры  $T$ .

Так как газ находится в закрытом сосуде, то при нагревании его объем не изменяется ( $V = idem$ ). При нагревании газа его температура  $T$  увеличивается. Это означает, что правая часть уравнения состояния идеального газа (3.39) также увеличивается. Так как увеличивается правая часть уравнения (3.39), то и его левая часть ( $pV$ ) также увеличивается. Так как объем газа в процессе нагрева не изменяется ( $V = idem$ ), то в левой части выражения (3.39) должно увеличиваться давление.

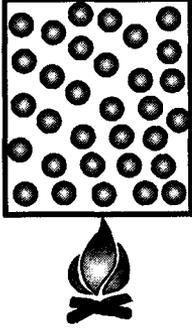


Рис. 3.33. Нагревание газа при постоянном объеме

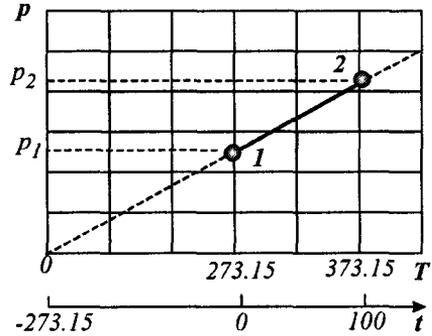


Рис. 3.34. Зависимость давления газа от температуры при постоянном объеме

Уравнение (3.39) запишем в виде:

$$p = \frac{nR}{V} T = \text{idem } T, \quad (3.71)$$

$$[n = \text{idem}; \quad R = \text{const}; \quad V = \text{idem}].$$

Уравнение (3.71) предсказывает линейную (прямо пропорциональную) зависимость между давлением газа и его абсолютной температурой при постоянном объеме:

- чем выше температура идеального газа, тем больше его давление при постоянном объеме.

На рис. 3.34 представлена графическая зависимость давления идеального газа от его температуры при постоянном объеме. Если продлить график до его пересечения с осью абсцисс (температуры), то получим точку 0, абсолютное давление в которой равно нулю. Как известно, давление газа на стенки сосуда обусловлено хаотическим движением его молекул. Так как давление газа в точке 0 равно нулю, то это означает, что его молекулы находятся в неподвижном состоянии (их скорость равна нулю). С другой стороны, температура является мерой средней скорости молекул газа. Чем меньше средняя скорость молекул газа, тем меньше его температура. Так как в точке 0 скорость молекул равна нулю, температура газа также равна нулю. Ниже уже температура газа понизиться не может. Эту точку 0 называют *абсолютным нулем температуры*. При абсолютном нуле температуры прекращается движение молекул, то есть природа становится «мертвой».

Уравнение (3.71) выражает экспериментально установленный закон Ж. Шарля. Независимо от Ж. Шарля этот закон открыл Гей-Люссак.

Запишем уравнение (3.71) для двух различных температур газа:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= \text{idem } T_1 \\ p_2 &= \text{idem } T_2 \end{aligned} \right\}. \quad (3.72)$$

Разделим первое уравнение на второе:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (3.73)$$

Из соотношения (3.73) получим следующую зависимость:

$$p_2 = p_1 \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.74)$$

В общем случае зависимость (3.74) может быть представлена в виде

$$p_i = p_1 \frac{T_i}{T_1}. \quad (3.75)$$

Представим абсолютную температуру газа в шкале Цельсия:

$$\begin{aligned} T_i &= 273.15 + t_i; \\ T_1 &= 273.15 + t_1. \end{aligned}$$

Перепишем зависимость (3.75) в следующем виде:

$$p_i = p_1 \frac{273.15 + t_i}{273.15 + t_1}. \quad (3.76)$$

Пусть температура газа равна  $t_1 = 0^\circ\text{C}$ . Тогда выражение (3.76) примет вид

$$p_i = p_1 \frac{273.15 + t_i}{273.15} = p_1 \left( 1 + \frac{1}{273.15} t_i \right), \quad (3.77)$$

где  $p_i$  — давление идеального газа при температуре  $t_i$ ;  $p_1$  — давление идеального газа при температуре  $t_1 = 0^\circ\text{C}$ .

Последнее выражение можно записать в виде

$$p_i = p_1(1 + \alpha_p t_i), \quad (3.78)$$

где  $\alpha_p = 1/273.15$  — температурный коэффициент давления.

Если известно давление газа  $p_1$  при температуре  $t_1 \neq 0^\circ\text{C}$ , то в зависимость (3.78) вместо температуры  $t_i$  необходимо подставлять температуру  $\Delta t_i = t_i - t_1$ .

### 3.5.4. Закон Авогадро

То, что постоянная величина  $R$  в уравнении (3.39) имеет одно и то же значение для всех идеальных газов, представляет собой замечательное отражение простоты природы. Этот факт впервые осознал, хотя и в несколько другой форме, Амедео Авогадро.

Авогадро установил:

- все идеальные газы в равных объемах при одинаковом давлении и температуре содержат одинаковое число молекул.

Это положение часто называют гипотезой Авогадро. То, что это положение связано с постоянством  $R$  во всех газах, мы покажем в дальнейшем.

Для лучшего уяснения смысла последующих выводов воспроизведем уравнение (3.39):  $pV = nRT$ .

Пусть имеется одинаковое количество нескольких газов, то есть,  $n_1 = n_2 = \dots = n_i = n$ . Тогда для каждого газа можно записать следующее уравнение состояния:

$$\left. \begin{aligned} p_1 V_1 &= nRT_1 \\ p_2 V_2 &= nRT_2 \\ \dots\dots\dots \\ p_i V_i &= nRT_i \end{aligned} \right\}. \quad (3.79)$$

Из зависимостей (3.79) видно, если различные газы содержат одно и то же число молей  $n$  и имеют одинаковые давления и температуры

$$\begin{aligned} p_1 &= p_2 = \dots = p_i = p; \\ T_1 &= T_2 = \dots = T_i = T, \end{aligned}$$

то, при условии постоянства  $R$ , правые части системы уравнений (3.79) будут равны. Это означает, что и левые части системы уравнений (3.79) тоже будут равны. Так как давление всех газов одинаково, то равенство левых частей системы уравнений (3.79) возможно только при условии равенства объемов газов ( $V_1 = V_2 \dots = V_i = V$ ).

Число молекул в одном моле для всех газов одно и то же, что непосредственно следует из определения моля. Это означает, что и в  $n$  моль каждого газа содержится одинаковое число молекул.

Поскольку в одном и том же количестве вещества содержится одно и то же число его частиц, то современная формулировка закона Авогадро будет следующей:

- *в равных объемах идеальных газов при одинаковых давлении и температуре содержится одно и то же количество вещества.*

Подтвердим этот вывод следующими математическими рассуждениями. Для этого основное уравнение состояния идеального газа (3.39) запишем в следующем виде:

$$\frac{pV}{RT} = n. \quad (3.80)$$

Если для всех газов давление  $p$ , объем  $V$  и температура  $T$  одинаковы, то, при условии постоянства универсальной газовой постоянной  $R$ , количество этих газов  $n$  одинаково.

В химии количество вещества  $n$  измеряют в моль (кмоль). Рассмотрим физическую сущность этой единицы измерения количества вещества.

Пусть имеется два одинаковых закрытых сосуда (рис. 3.35), наполненных водородом ( $H_2$ ) и кислородом ( $O_2$ ). Напомним, что в природе водород и кислород существуют в двухатомном виде. Внутренний объем этих сосудов одинаков, то есть объем водорода равен объему кислорода. Пусть будут равными давление  $p$  и температура  $T$  этих газов:

$$\left. \begin{aligned} V_H &= V_O \\ p_H &= p_O \\ T_H &= T_O \end{aligned} \right\}. \quad (3.81)$$

Сразу условимся, что сосуды абсолютно одинаковы по массе, то есть имеют одинаковую массу без газов. Если с помощью абсолютно точных

весов измерить массу каждого сосуда и вычесть из нее массу самого сосуда без газа, мы определим массу каждого газа, находящегося в сосуде. Пусть масса водорода равна  $m_H$ , а масса кислорода —  $m_O$ . Разделим массу кислорода на массу водорода:

$$\frac{m_O}{m_H} \approx 16. \quad (3.82)$$

Это означает, что масса находящегося в сосуде кислорода превышает массу находящегося в сосуде водорода примерно в 16 раз.



Рис. 3.35. К определению понятия «моль»

Если учесть условия (3.81), то на основании гипотезы Авогадро можно утверждать, что в обоих сосудах находится одинаковое число молекул водорода и кислорода. Масса каждого газа равна сумме масс его молекул. Тогда на основании соотношения (3.81) можно утверждать, что масса молекулы кислорода больше массы молекулы водорода в 16 раз. Каждая молекула кислорода и водорода содержит по два атома. Это позволяет заключить, что масса атома кислорода больше массы атома водорода также в 16 раз. Массу одного атома водорода примем за условную единицу (эталон массы).

Вместо кислорода в сосуд можно поместить, например, азот ( $N_2$ ). При этом следует заметить, что выполняются условия, аналогичные (3.81). Разделим массу азота на массу водорода:  $m_N/m_H \approx 14$ .

Рассуждая аналогично, приходим к выводу, что масса атома азота примерно в 14 раз превышает массу атома водорода.

Такие опыты можно провести со всеми химическими элементами, определив относительную массу атома каждого из них (по отношению к массе атома водорода). В этом случае получают ряд целых чисел (округленные значения относительной массы атома каждого химического элемента).

Каждый атом имеет ядро, состоящее из положительно заряженных протонов, число которых определяет атомный номер. Кроме протонов в большинстве ядер содержатся нейтроны, которые имеют почти такую же массу, как и протоны, но не заряжены. Ядро окружено электронами, число которых равно атомному номеру и которые имеют отрицательный заряд и массу, составляющую только  $1/1840$  от массы протона. Фактически масса атома зависит только от количества протонов и нейтронов в его ядре и почти не зависит от массы электронов ввиду ее относительной малости. Так, атом водорода содержит 1 протон, 1 нейтрон и 1 электрон. Его масса приближенно равна сумме масс протона и нейтрона, поэтому атомный номер водорода равен 1. Он указан в Периодической системе химических элементов. Атомный номер кислорода 8. Это означает, что в его ядре имеется 8 протонов, 8 нейтронов и 8 электронов.

В обоих сосудах находятся молекулы газов, представляющие собой соединения двух одинаковых атомов. Так, двухатомный водород ( $H_2$ )

тяжелее одноатомного (Н) в два раза. Поэтому относительная масса двухатомного водорода ( $H_2$ ) равна 2. Так как масса двухатомной молекулы кислорода ( $O_2$ ) больше массы молекулы двухатомного водорода ( $H_2$ ) в 16 раз, то эта же молекула больше массы одноатомного водорода (Н) уже в 32 раза. Если взять 2 г двухатомного водорода ( $H_2$ ) и 32 г двухатомного кислорода ( $O_2$ ), то в них при одних и тех же условиях (3.81) окажется одинаковое количество молекул (структурных единиц), равное примерно  $6.022 \cdot 10^{23}$  штук. Это число называют *постоянной Авогадро*, более точное значение, которого равно

$$N_a = (6.0221367 \pm 0.0000036) \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}} \rightarrow [\text{моль}^{-1}].$$

Количество вещества, содержащее приведенное выше число молекул, называется молем. Количество вещества, содержащее примерно  $6.022 \cdot 10^{26}$  молекул, называется киломолем.

Позднее в качестве эталона атомной массы была принята  $1/12$  изотопа атома углерода  $^{12}\text{C}$ . Каждая молекула углерода состоит из одного атома, включающего 6 протонов, 6 нейтронов и 6 электронов. Атомный номер углерода равен 6. Относительная атомная масса углерода равна  $A_r(\text{C}) = 12$ . Следовательно, 12 г углерода (С) и 2 г водорода ( $H_2$ ) содержат одинаковое число молекул, примерно равное  $6.022 \cdot 10^{23}$  штук. А 2 кг водорода ( $H_2$ ) и 12 кг углерода (С) содержат уже по  $6.022 \cdot 10^{26}$  молекул.

Таким образом, 1 моль водорода ( $H_2$ ) имеет массу, равную 2 г, а 1 кмоль — 2 кг. В качестве примера определим массу 1 моль углекислого газа  $\text{CO}_2$ . Относительная масса углерода (С) равна 12. Относительная масса атома кислорода  $A_r(\text{O})$  равна 16. Для молекулы (двух атомов) кислорода ( $O_2$ ) относительная масса  $M_r(\text{O}_2)$  уже равна  $16 \cdot 2 = 32$ . Следовательно, относительная масса молекулы углекислого газа  $M_r(\text{CO}_2)$  равна  $12 + 2 \cdot 16 = 44$ . Это означает, что 1 моль углекислого газа равен 44 г, а 1 кмоль — 44 кг. Таким образом, молярная масса двуокиси углерода  $\text{CO}_2$  равна  $M = 44 \text{ г/моль} = 44 \text{ кг/моль}$ .

Разделим правую и левую части выражения (3.39) на число количество газа  $n$ :

$$p \frac{V}{n} = RT. \quad (3.83)$$

Отношение  $V/n = V_n$  представляет собой объем 1 моль идеального газа (молярный объем). Следовательно, выражение (3.82) можно записать в виде

$$pV_n = RT. \quad (3.84)$$

Из последнего выражения определим молярный объем идеального газа

$$V_n = \frac{RT}{p}. \quad (3.85)$$

Так как  $R = \text{const}$ , то на основании выражения (3.84) можно утверждать, что

- при одинаковых давлении и температуре молярный объем любого идеального газа один и тот же.

Определим значение молярного объема идеального газа при нормальных условиях ( $t_0 = 0^\circ\text{C}$ ;  $p_0 = 101325 \text{ Па}$ ):

$$V_{m,n} = \frac{8.314 \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \right] \cdot 273.15 [\text{К}]}{101325 [\text{Па}]} = \\ = 22.4136 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}} = 22.4136 \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}} \approx 22.4 \frac{\text{л}}{\text{моль}}.$$

По известному значению молярной массы  $M$  (табл. 3.3) идеального газа можно определить его удельный объем  $V_{m,n}$  и плотность  $\rho_n$  при нормальных условиях ( $t_0 = 0^\circ\text{C}$ ;  $p_0 = 101325 \text{ Па}$ ):

$$V_{m,n} = \frac{V}{m} = \frac{V_{n,n}}{M} = \frac{22.4 [\text{м}^3/\text{кмоль}]}{M [\text{кг}/\text{кмоль}]} = \frac{22.4}{M} \left[ \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}; \frac{\text{дм}^3}{\text{г}} \right]; \\ \rho_n = \frac{1}{V_{m,n}} = \frac{M [\text{кг}/\text{кмоль}]}{22.4 [\text{м}^3/\text{кмоль}]} = \frac{M}{22.4} \left[ \frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right].$$

Например, относительная молекулярная масса водорода  $M_r(\text{H}_2)$  равна 2 (табл. 3.3), поэтому его молярная масса равна  $M = 2 \text{ кг}/\text{кмоль}$ .

Удельный объем и плотность водорода при нормальных условиях соответственно равны:

$$V_{m,n} = \frac{22.4 [\text{м}^3/\text{кмоль}]}{2 [\text{кг}/\text{кмоль}]} = 11.2 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}; \\ \rho_n = \frac{2 [\text{кг}/\text{кмоль}]}{22.4 [\text{м}^3/\text{кмоль}]} = 0.09 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Относительная молекулярная масса  $M_r(\text{CO})$  окиси углерода  $\text{CO}$  равна

$$M_r(\text{CO}) = A_r(\text{C}) + A_r(\text{O}) = 12.0 + 16.0 = 28.0,$$

где  $A_r(\text{C})$  — относительная атомная масса углерода;  $A_r(\text{O})$  — относительная атомная масса кислорода.

Поэтому молярная масса оксида углерода  $\text{CO}$  равна примерно значению  $M = 28.0 \text{ кг}/\text{кмоль}$ . Удельный объем и плотность оксида углерода при нормальных условиях равны соответственно:

$$V_{m,n} = \frac{22.4 [\text{м}^3/\text{кмоль}]}{28.0 [\text{кг}/\text{кмоль}]} \approx 0.8 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}; \quad \rho_n = \frac{1}{V_{m,n}} = \frac{1}{0.8} = 1.25 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Если известны молярная масса  $M$  и количество вещества  $n$ , то масса газа может быть определена по формуле

$$m [\text{кг}] = M [\text{кг}/\text{кмоль}] \cdot n [\text{кмоль}].$$

Молярная масса вещества может быть определена по относительной атомной массе  $A_r$ , которая может быть вычислена по относительным атомным массам химическим элементов, приводимых в Периодической таблице. Во многих случаях вещество состоит из молекул (мельчайших частиц), которые представляют собой соединения нескольких атомов различных элементов. В этом случае на основании относительной атомной массы определяют относительную молекулярную массу. Например, относительная атомная масса кислорода  $A_r(\text{O})$  приближенно равна 16. В природе

Таблица 3.3

Относительная молярная масса и плотность некоторых газов при нормальных атмосферных условиях

Наименование газа	Химическая формула	Относительная молярная масса $M_r$		Плотность $\rho_n$ , кг/м <sup>3</sup>
		Точное значение	Округленное значение	
Водород	H <sub>2</sub>	2.01594	2	0.0899
Метан	CH <sub>4</sub>	16.04313	16	0.7168
Аммиак	NH <sub>3</sub>	17.03061	17	0.6614
Азот	N <sub>2</sub>	28.0134	28	1.2505
Воздух	—	28.96	29	1.2928
Кислород	O <sub>2</sub>	31.9988	32	1.4290
Углекислый газ	CO <sub>2</sub>	44.0079	44	1.9770
Оксид углерода	CO	28.01055	28	1.2500
Сернистый газ	SO <sub>2</sub>	64.0628	64	2.9263
Аргон	Ar	39.948	40	
Углерод	C	12.01115	12	

кислород существует в молекулярном виде, представляющем соединение двух атомов (O<sub>2</sub>), поэтому относительная молекулярная масса кислорода (O<sub>2</sub>) равна  $M_r(O_2) = 16 + 16 = 32$ , что совпадает с данными табл. 3.3. Следовательно, 1 кмоль кислорода (O<sub>2</sub>) равен 32 кг. Этот пример показывает, что для определения относительной молекулярной массы вещества необходимо знать его химическую формулу. Определим относительную молекулярную массу серной кислоты (H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>). Молекула серной кислоты содержит 2 атома водорода, 1 атом серы и 4 атома кислорода. Относительная атомная масса водорода равна 1, серы — 32 и кислорода — 16. В этом случае относительная молекулярная масса серной кислоты равна

$$M_r = 1 \cdot 2(\text{атома}) + 32 \cdot 1(\text{атом}) + 16 \cdot 4(\text{атома}) = 98.$$

Следовательно, молярная масса серной кислоты примерно равна

$$M = 98 \text{ кг/кмоль} = 98 \text{ г/моль}.$$

Пусть имеется два равных по объему сосуда с различными газами (рис. 3.35). Если давление и температура газов в них также одинаковы, то в соответствии с гипотезой (законом) Авогадро в них содержится одинаковое количество молекул. Масса газа в сосуде равна произведению массы одной молекулы на их общее число, то есть

$$m_1 = \mu_1 N; \quad (3.86)$$

$$m_2 = \mu_2 N, \quad (3.87)$$

где  $m_1$  — масса газа в первом сосуде;  $m_2$  — масса газа во втором сосуде;  $\mu_1$  — масса молекулы газа в первом сосуде;  $\mu_2$  — масса молекулы газа во втором сосуде;  $N$  — число молекул в каждом сосуде (одинаково для обоих).

С другой стороны, массу газов в обоих сосудах можно найти из следующих соотношений:

$$m_1 = \rho_1 V; \quad (3.88)$$

$$m_2 = \rho_2 V, \quad (3.89)$$

где  $\rho_1, \rho_2$  — плотности газов соответственно в первом и втором сосудах;  $V$  — объем каждого сосуда.

Объединив зависимости (3.86), (3.87), (3.88) и (3.89), получим:

$$\mu_1 N = \rho_1 V; \quad (3.90)$$

$$\mu_2 N = \rho_2 V. \quad (3.91)$$

Разделив уравнение (3.90) на уравнение (3.91), получим

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{V_{m,2}}{V_{m,1}}, \quad \left[ \rho = \frac{1}{V_m} \right]. \quad (3.92)$$

Так как массы молекул газов очень малы, то их массы  $\mu_1$  и  $\mu_2$  заменяют соответствующими молярными массами  $M_1$  и  $M_2$ , поэтому можно записать:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{V_{m,2}}{V_{m,1}}; \\ M_1 \cdot V_{m,1} = M_2 \cdot V_{m,2} = \dots = M_i \cdot V_{m,i} = idem. \quad (3.93)$$

Зависимость (3.93) можно интерпретировать следующим образом:

- при одинаковых давлении  $p$ , температуре  $T$  и объеме  $V$  произведение молярной массы  $M$  любого идеального газа на его удельный объем  $V_m$  есть величина постоянная.

## 3.6. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА НА МАКРОСКОПИЧЕСКОМ УРОВНЕ

### 3.6.1. Уравнение Клапейрона

Уравнение состояния (3.39) идеального газа было получено на основе методов статистической физики. Вместе с тем, уравнение состояния идеального газа может быть выведено на основе данных экспериментальных исследований. Для этого можно воспользоваться уже известными законами Бойля—Мариотта, Гей-Люссака, Шарля, полученными экспериментальным путем. Каждый из этих законов устанавливает связь только между двумя из трех основных параметров идеального газа  $p, V, T$  при условии, что значение третьего параметра остается неизменным. Путем объединения опытных законов Бойля—Мариотта и Гей-Люссака Клапейрон в 1834 г. получил зависимость между параметрами газа, называемую уравнением Клапейрона.

Рассмотрим цилиндр с подвижным поршнем (рис. 3.36), заполненный идеальным газом. На поршень установлен сосуд с водой. Поршень находится в неподвижном состоянии. В качестве рассматриваемой термодинамической системы выберем идеальный газ, ограниченный стенками цилиндра и поршня. Термодинамическая система является закрытой, так как газ не покидает определенные выше границы системы. Пусть масса находящегося в цилиндре идеального газа равна  $m$ . Так как поршень не перемещается, газ не деформируется, то есть его объем не изменяется. Определим силы, действующие на газ.

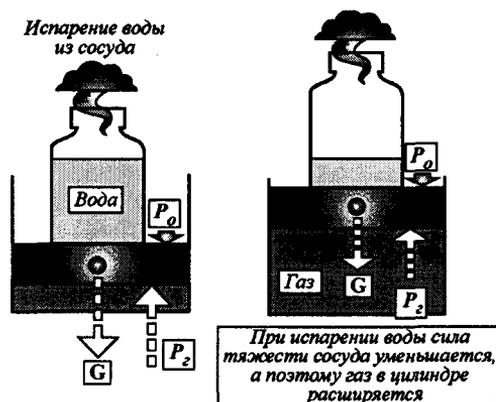


Рис. 3.36. Изотермическое расширение идеального газа

Пусть масса поршня равна  $m_n$ , а сосуда с водой —  $m_b$ . Тогда к газу (системе) со стороны поршня (рис. 3.36) будет приложена сила  $G$ , равная

$$G = (m_n + m_b)g, \quad (3.94)$$

где  $m_n$  — масса поршня;  $m_b$  — масса сосуда с водой;  $g$  — ускорение свободного падения.

Сила  $G$  по отношению к термодинамической системе (являющейся объектом нашего изучения) будет внешней силой, так как она приложена к газу со стороны окружающей среды.

Как правило, на все тела, находящиеся в окружающей среде в пределах тропосферы, действует атмосферное давление, обусловленное силой тяготения, действующей на молекулы воздуха. Это давление действует и на поверхность поршня с внешней стороны. Пусть атмосферное давление равно  $p_0$ . Тогда к поршню с внешней стороны приложена дополнительная сила  $P_0$ , равная

$$P_0 = p_0 A = p_0 \frac{\pi D^2}{4}, \quad (3.95)$$

где  $p_0$  — атмосферное давление;  $A$  — площадь поршня;  $D$  — диаметр цилиндра (поршня).

Направления сил  $G$  и  $P_0$  совпадают по направлению действия, поэтому их результирующая сила  $F$  равна

$$F = G + P_0. \quad (3.96)$$

Под действием силы  $F$  поршень должен был бы переместиться вниз. Однако этого не происходит. Это означает, что со стороны газа (термодинамической системы) на поршень (относящийся к окружающей среде) действует некоторая сила  $P$ , обусловленная давлением газа. Так как первоначально поршень находился в неподвижном состоянии, это означает, что результирующая сила, приложенная к поршню, равна нулю:

$$\sum Q = F + P = G + P_0 - P = 0. \quad (3.97)$$

Из выражения (3.97) определим силу давления газа, находящегося в цилиндре

$$P = G + P_0. \quad (3.98)$$

Сила, действующая на поршень со стороны газа, равна

$$P = pA = p \frac{\pi D^2}{4}, \quad (3.99)$$

где  $p$  — давление газа;  $D$  — диаметр цилиндра (поршня).

Пусть в начальный момент проведения опыта (рис. 3.36) газ имеет следующие значения параметров состояния:

- давление  $p_1$ ;
- объем  $V_1$ ;
- температуру  $T_1$ .

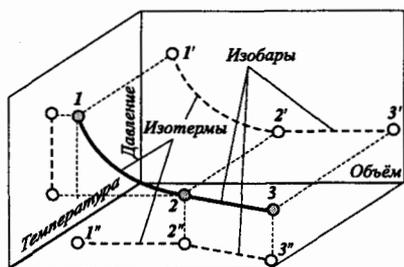


Рис. 3.37. График изменения параметров состояния идеального газа

На графике (рис. 3.37) этому состоянию газа в трехмерной системе координат ( $V-T-p$ ) соответствует точка 1.

Напомним, что масса газа не меняется, так как система является закрытой.

С течением времени вода, находящаяся в сосуде (рис. 3.36), будет испаряться. Следовательно, масса воды  $m_v$  в сосуде будет уменьшаться. Во внешней среде, которая имеет возможность воздействовать на термодинамическую

систему, происходят изменения (уменьшается масса воды). Проанализируем изменения, которые могут произойти в системе (идеальном газе) в результате наблюдаемых изменений во внешней среде. Для этого запишем выражение (3.98) с учетом зависимостей (3.94), (3.95) и (3.99):

$$p \frac{\pi D^2}{4} = (m_n + m_v)g + p_0 \frac{\pi D^2}{4}. \quad (3.100)$$

При медленном испарении воды ее масса  $m_v$  уменьшается. Следовательно, согласно зависимости (3.94), будет уменьшаться сила  $G = (m_n + m_v)g$ , действующая на газ со стороны поршня. Таким образом, в результате испарения воды постоянно будет нарушаться равенство (3.100). Очень медленно правая часть выражения (3.100) будет уменьшаться относительно его левой части на бесконечно малую величину:

$$p \frac{\pi D^2}{4} - \left[ (m_n + m_v)g + p_0 \frac{\pi D^2}{4} \right] \rightarrow +0. \quad (3.101)$$

Так как в этом случае со стороны газа (системы) на поршень (окружающую среду) будет действовать большая сила (пусть даже на бесконечно малую величину), чем со стороны поршня на газ, то газ заставит поршень перемещаться (подниматься вверх) в положительном направлении оси абсцисс (рис. 3.36). Это означает, что газ будет совершать работу во внешней среде (против действия внешних сил).

Работа газа над поршнем равна:

$$W_r = \int_{X_1}^{X_2} P dx = \int_{X_1}^{X_2} p \frac{\pi D^2}{4} dx, \quad (3.102)$$

где  $X_1, X_2$  — соответственно начальное и конечное положения поршня.

Величина  $\pi D^2/4 = S$  представляет собой площадь поршня (площадь поперечного сечения цилиндра). Следовательно, величина  $S \cdot dx = dV$  будет представлять собой бесконечно малое изменение объема цилиндра. Зависимость (3.102) можно записать в виде

$$W_r = \int_{V_1}^{V_2} p dV, \quad (3.103)$$

где  $V_1, V_2$  соответственно начальный и конечный объем цилиндра;  $dV$  — бесконечно малое изменение объема цилиндра.

Совершая работу над поршнем, газ передает ему часть своей энергии. Реально газ обладает запасом внутренней энергии  $U$ , которая зависит только от его температуры  $T$ . Так как газ отдает свою энергию поршню, его температура должна уменьшаться. Следовательно, правая часть в уравнении состояния идеального газа  $pV = nRT$  также должна уменьшаться. Предположим, что процесс испарения воды происходит очень медленно, поэтому температура газа в цилиндре непрерывно восстанавливается за счет притока энергии в форме тепла из окружающей среды. Следовательно, процесс расширения газа будет происходить при постоянной температуре ( $T = idem$ ). По мере перемещения поршня вверх (в положительном направлении оси абсцисс) объем газа (термодинамической системы) будет увеличиваться. На основании уравнения состояния идеального газа  $pV = nRT$  можно заключить, что при увеличении объема газа  $V$  его давление  $p$  должно уменьшаться, так как процесс происходит при постоянной температуре ( $T = idem$ ). Расширение газа при постоянной температуре (изотермический процесс) приводит к тому, что произведение величин, стоящих в левой части выражения (3.100), уменьшается. Система (газ) стремится восстановить статическое положение поршня. Однако вода в сосуде (рис. 3.36) постоянно испаряется, вызывая постоянное нарушение равенства (3.100). Это означает, что правая и левая части выражения (3.100) по мере испарения воды будут постоянно уменьшаться. Испарение воды приводит к непрерывному (очень медленному) уменьшению внешней нагрузки на газ<sup>1</sup>. При снижении внешней нагрузки на газ его давление  $p$  уменьшается<sup>2</sup> при одновременном увеличении объема  $V$ . Когда испарится вся вода (рис. 3.36), расширение газа (системы) прекратится. Поршень остановится. Система (газ) перейдет в новое состояние, соответствующее точке 2 на графике изотермического расширения (рис. 3.37), в которой идеальный газ имеет следующие параметры:

<sup>1</sup> См. выражение (3.94).

<sup>2</sup> См. выражение (3.100).

- давление  $p_2$ ;
- температура  $T_1$ ,  $[T_2 = T_1]$ ;
- объем  $V_2$ .

Запишем уравнения состояния идеального газа (3.39) для крайних точек 1 и 2 изотермического процесса расширения (рис. 3.37):

$$\left. \begin{aligned} p_1 V_1 &= nRT_1 \\ p_2 V_2 &= nRT_1 \end{aligned} \right\}, \quad [T_2 = T_1 = idem]. \quad (3.104)$$

Из системы уравнений (3.104) получаем следующее соотношение:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}; \quad V_2 = \frac{p_1 V_1}{p_2}. \quad (3.105)$$

После полного испарения воды из сосуда (рис. 3.36) продолжим изучение поведения газа (термодинамической системы) в несколько иных условиях. Будем очень медленно нагревать газ с помощью горелки (рис. 3.38), предполагая, что от нагретого газа энергия в форме теплоты не отводится в окружающую среду.

Так как  $m_v = 0$  (вода полностью испарилась), то выражение (3.100) примет вид

$$p \frac{\pi D^2}{4} = m_n g + p_o \frac{\pi D^2}{4}. \quad (3.106)$$

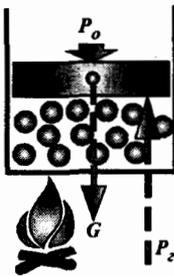


Рис. 3.38. Расширение идеального газа при постоянном давлении

Правая часть в выражении (3.106) будет все время оставаться постоянной величиной, так как  $m_n = idem$ ,  $g = const$ ,  $p_o = idem$ , следовательно, при нагревании газа (рис. 3.38) правая часть в выражении (3.106) также должна оставаться постоянной величиной. При нагревании газа правая часть в уравнении состояния идеального газа  $pV = nRT$  должна увеличиваться, так как увеличивается температура газа. Следовательно, в этом же уравнении должна увеличиваться и левая часть (произведение  $pV$ ). Но, как мы установили выше, при нагревании газа давление  $p$  не увеличивается. Следовательно, при постоянной нагрузке на газ его нагревание сопровождается увеличением объема  $V$ . Процесс, происходящий при постоянном давлении, называется *изобарным*. Таким образом, линия 2-3 (рис. 3.37) представляет изобарный процесс расширения газа. Для точек 2 и 3 изобарного процесса расширения можно записать следующую систему уравнений состояния идеального газа:

$$\left. \begin{aligned} p_2 V_2 &= nRT_2 \\ p_2 V_3 &= nRT_3 \end{aligned} \right\}, \quad [p_3 = p_2 = idem]. \quad (3.107)$$

Из системы уравнений (3.107) имеем:

$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{T_2}{T_3}; \quad V_2 = T_2 \frac{V_3}{T_3}. \quad (3.108)$$

Объединяя выражения (3.105) и (3.108), получим

$$\frac{p_1 V_1}{p_2} = \frac{T_2 V_3}{T_3}. \quad (3.109)$$

Так как  $T_2 = T_1$ , а  $p_2 = p_3$ , то выражение (3.109) примет вид

$$\frac{p_1 V_1}{p_3} = \frac{T_1 V_3}{T_3}. \quad (3.110)$$

Выражение (3.110) можно представить в виде

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_3 V_3}{T_3}. \quad (3.111)$$

Разделим обе части выражения (3.111) на массу газа  $m$ :

$$\frac{p_1 V_1}{m T_1} = \frac{p_3 V_3}{m T_3}. \quad (3.112)$$

Запишем выражение (3.112) в общем виде:

$$\frac{p_1 V_1}{m T_1} = \frac{p_3 V_3}{m T_3} = \dots = \frac{p_i V_i}{m T_i} = idem. \quad (3.113)$$

Выражение (3.113) позволяет сделать следующий вывод:

- для любой массы идеального газа  $m$  в произвольном термодинамическом процессе произведение его давления  $p$  на объем  $V$  и деленное на массу  $m$  и температуру  $T$  является величиной постоянной.

Эту постоянную величину называют *удельной газовой постоянной* и обозначают буквой  $R_0$ .

На основании соотношения (3.113) можно записать:

$$\frac{pV}{mT} = R_0 \left[ \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}; \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right]; \quad (3.114)$$

$$pV = m R_0 T. \quad (3.115)$$

Выражение (3.115) называют *уравнением Клапейрона*.

Удельная газовая постоянная  $R_0$  для каждого газа имеет свое численное значение. Она может быть определена по параметрам состояния идеального газа. Определим удельную газовую постоянную  $R_0$  для воздуха, зная его плотность при нормальных физических условиях:

$$p_0 = 101325 \text{ Па}; \quad t_0 = 0^\circ \text{C}; \quad \rho_{\text{в.н}} = 1.293 \text{ кг/м}^3.$$

Из уравнения (3.114) имеем:

$$R_0 = \frac{p_0 V}{m T_0} = \frac{p_0}{\frac{m}{V} T_0} = \frac{p_0}{\rho_{\text{в.н}} T_0}; \quad R_0 = \frac{101325 [\text{Па}]}{1.293 [\text{кг/м}^3] \cdot 293.15 [\text{К}]} \approx 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Значения удельной газовой постоянной для некоторых газов приводятся ниже в табл. 3.4.

### 3.6.2. Уравнение Менделеева

Уравнение состояния идеального газа (3.39) иногда называют уравнением Менделеева. Однако оно не всегда удобно для использования в практи-

Таблица 3.4

Значения удельной газовой постоянной  $R_0$  для некоторых газов и водяного пара

Наименование газа	Химическая формула	Удельная газовая постоянная $R_0$ , Дж/(кг·К)
Водород	H <sub>2</sub>	4124.30
Метан	CH <sub>4</sub>	518.25
Аммиак	NH <sub>3</sub>	488.20
Азот	N <sub>2</sub>	296.80
Воздух	—	287.10
Кислород	O <sub>2</sub>	259.80
Углекислый газ	CO <sub>2</sub>	188.90
Оксид углерода	CO	296.80
Сернистый газ	SO <sub>2</sub>	129.80
Водяной пар	H <sub>2</sub> O	461.50

ческих расчетах. Существует другая, более удобная форма записи уравнения Менделеева, которую иногда называют уравнением Менделеева—Клапейрона.

Применение уравнения Клапейрона (3.115) для практических расчетов тоже не совсем удобно, так как при этом необходимо предварительно определять численное значение удельной газовой постоянной  $R_0$ .

Запишем уравнения состояния идеального газа в двух формах:

$$pV = nRT \quad [\text{в форме Менделеева}], \quad (3.116)$$

$$pV = mR_0T \quad [\text{в форме Клапейрона}]. \quad (3.117)$$

Объединяя выражения (3.116) и (3.117), получим:

$$nRT = mR_0T, \quad (3.118)$$

$$nR = mR_0. \quad (3.119)$$

Выражение (3.119) представим в виде:

$$R = \frac{m}{n} R_0 = M \cdot R_0, \quad (3.120)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $M$  — молярная масса газа (масса 1 моль газа);  $R_0$  — удельная газовая постоянная.

Уравнение состояния идеального газа (3.116) представим в виде

$$p \frac{V}{n} = RT. \quad (3.121)$$

Так как отношение  $V/n = V_n$  представляет собой молярный объем, то выражение (3.121) можно записать в виде

$$pV_n = RT. \quad (3.122)$$

Уравнение состояния идеального газа (3.122) впервые было получено Д. И. Менделеевым в 1874 г. для 1 моль газа и называется уравнением Менделеева. На основании этого уравнения можно сделать следующий вывод:

- при одинаковом давлении  $p$  и температуре  $T$  молярные объемы  $V_n$  всех газов равны. Постоянная величина  $R = MR_0$  имеет одно и то же значение для всех газов и газовых смесей независимо от их физических свойств и состояний.

Уравнение (3.122) запишем в виде

$$\frac{pV_n}{T} = R = \text{const.} \quad (3.123)$$

Правая часть в выражении (3.123) представляет собой константу, называемую *универсальной газовой постоянной*. Анализ выражения (3.123) позволяет сделать два важных вывода:

- при одинаковых давлении  $p$  и температуре  $T$  молярные объемы всех газов  $V_n$ , подчиняющихся уравнению состояния идеального газа, равны;
- для всех газов, подчиняющихся уравнению состояния идеального газа, и находящихся при одинаковых давлении  $p$  и температуре  $T$  (в этом случае у них равны  $V_n$ ), величина  $R = pV_n/T$  является постоянной.

Вычислим численное значение универсальной газовой постоянной при нормальных условиях ( $p_0 = 101325$  Па;  $T_0 = 273.15$  К). При этих условиях, как было указано ранее, молярный объем газа равен  $V_n = 22.4136$  м<sup>3</sup>/кмоль, поэтому значение универсальной газовой постоянной равно

$$\begin{aligned} R &= \frac{pV_n}{T} = \frac{10325 \text{ [Па]} \cdot 22.4136 \text{ [м}^3\text{/кмоль]}}{273.15 \text{ [К]}} = \\ &= \frac{10325 \text{ [Н/м}^2\text{]} \cdot 22.4136 \text{ [м}^3\text{/кмоль]}}{273.15 \text{ [К]}} = \\ &= 8314 \frac{\text{[Н/м}^2\text{]} \cdot \text{[м}^3\text{/кмоль]}}{\text{К}} = 8314 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} = \\ &= 8.314 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} = 8.314 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}. \end{aligned}$$

Теперь уравнение (3.122) можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} p \text{ [Па]} V_n \left[ \frac{\text{м}^3}{\text{моль}} \right] &= 8.314 \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \right] T \text{ [К]} \\ p \text{ [кПа]} V_n \left[ \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}} \right] &= 8.314 \left[ \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} \right] T \text{ [К]} \end{aligned} \right\} \quad (3.124)$$

Из выражения (3.120) получим уравнение для определения удельной газовой постоянной  $R_0$ :

$$M R_0 = 8.314 \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \right]; \quad R_0 \left[ \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right] = \frac{8.314 \text{ [кДж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{M \text{ [кг/кмоль]}}. \quad (3.125)$$

$$R_0 \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right] = \frac{8314 \text{ [Дж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{M \text{ [кг/кмоль]}}. \quad (3.125')$$

Уравнение (3.125) очень удобно для вычисления удельной газовой постоянной  $R_0$ , так как для этого нужно знать только значение молярной массы  $M$ , числовое значение которой, как уже отмечалось, равно относительной молекулярной массе  $M_r$  (данные приведены в табл. 3.3). В качестве примера определим удельную газовую постоянную  $R_0$  углекислого газа  $CO_2$ .

В соответствии с данными табл. 3.3 относительная молекулярная масса  $M_r(\text{CO}_2) = 44$ . В этом случае его молярная масса (масса 1 кмоль) равна  $M = 44 \text{ кг/кмоль}$ . Тогда, согласно зависимости (3.125), удельная газовая постоянная равна

$$R_o = \frac{R}{M} = \frac{8314 [\text{Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})]}{44 [\text{кг/кмоль}]} = 188.95 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Пользуясь соотношением (3.124), можно определить молярный объем идеального газа при любых давлениях и температурах. Вычислим молярный объем  $V_n$  идеального газа при давлении  $p_o = 0.1 \text{ МПа}$  и температуре  $t = 15^\circ\text{C}$ :

$$\begin{aligned} V_n &= \frac{8.314 [\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}) \cdot 288.15 [\text{К}]]}{0.1 \cdot 10^6 [\text{Па}]} = \\ &= \frac{8.314 [\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}) \cdot 288.15 [\text{К}]]}{0.1 \cdot 10^6 [\text{Н/м}^2]} \approx 0.024 \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}. \end{aligned}$$

## 3.7. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ СМЕСИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

### 3.7.1. Способы задания состава газовых смесей

Для проведения термодинамических расчетов, связанных с газовыми смесями (продуктами сгорания топлива в цилиндрах ДВС), необходимо знать состав газовой смеси. От состава смеси зависят ее термодинамические свойства. Состав смеси может быть задан массовыми  $g_i$ , объемными  $r_i$  или молярными  $x_i$  долями компонентов.

Массовая доля  $i$ -го компонента газовой смеси представляет собой отношение массы  $m_i$   $i$ -го компонента к массе  $m_{\text{см}}$  всей смеси:

$$\begin{aligned} g_i &= \frac{m_i}{m_{\text{см}}} = \frac{m_i}{m_1 + m_2 + \dots + m_n} = \frac{m_i}{\sum_{i=1}^n m_i}; \\ g_1 &= \frac{m_1}{m_{\text{см}}}; \quad g_2 = \frac{m_2}{m_{\text{см}}}; \quad \dots \quad g_i = \frac{m_i}{m_{\text{см}}}. \end{aligned} \quad (3.126)$$

Сумма масс всех компонентов равна массе смеси:

$$m_{\text{см}} = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i. \quad (3.127)$$

Выражение (3.127) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{m_{\text{см}}}{m_{\text{см}}} &= \frac{m_1 + m_2 + \dots + m_n}{m_{\text{см}}}; \\ 1 &= \frac{m_1}{m_{\text{см}}} + \frac{m_2}{m_{\text{см}}} + \dots + \frac{m_n}{m_{\text{см}}}; \\ g_1 + g_2 + \dots + g_n &= 1. \end{aligned} \quad (3.128)$$

Зависимость (3.128) показывает, что сумма всех массовых долей компонентов, составляющих смесь, равна 1.

Уравнение (3.128) в расчетах часто применяют в качестве контрольного уравнения. Допустим, что смесь состоит из азота массой  $m_1 = 10$  кг, кислорода массой  $m_2 = 6$  кг и водяного пара  $m_3 = 4$  кг. Масса смеси равна:

$$m_{\text{см}} = m_1 + m_2 + m_3 = 10 \text{ кг} + 6 \text{ кг} + 4 \text{ кг} = 20 \text{ кг}.$$

Массовые доли каждого компонента:

- азота  $g_1 = \frac{m_1}{m_{\text{см}}} = \frac{10 \text{ кг}}{20 \text{ кг}} = 0.50$ ;
- кислорода  $g_2 = \frac{m_2}{m_{\text{см}}} = \frac{6 \text{ кг}}{20 \text{ кг}} = 0.30$ ;
- водяного пара  $g_3 = \frac{m_3}{m_{\text{см}}} = \frac{4 \text{ кг}}{20 \text{ кг}} = 0.20$ .

С помощью контрольного уравнения (3.128) проверим правильность вычислений:

$$g_1 + g_2 + g_3 = 0.50 + 0.30 + 0.20 = 1.0$$

Объемная доля  $i$ -го компонента газовой смеси определяется отношением парциального (приведенного) объема  $V_i$   $i$ -го компонента к объему  $V_{\text{см}}$ , занимаемому всей смесью:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}}. \quad (3.129)$$

Выясним, что называется *парциальным* (приведенным) объемом компонента. Наполним баллон двумя различными газами, разделив их абсолютно тонкой (нематериальной) перегородкой (рис. 3.39).

Под действием давления газов слева и справа перегородка установится в каком-либо промежуточном положении, при котором давление газа на нее как справа, так и слева — одинаково. Пусть оба газа имеют одинаковую температуру  $T_0$  (состояние 1; рис. 3.39). Каждый из газов при равенстве давлений и температур будет занимать свой объем  $V_1$  и  $V_2$ . Удалим пере-

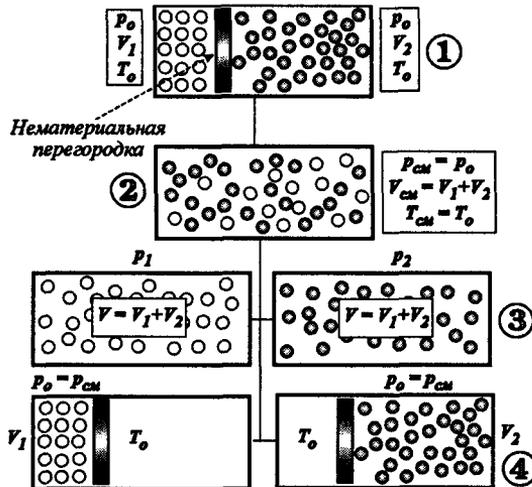


Рис. 3.39. К определению приведенного (парциального) давления и объема компонентов газовой смеси

городку. Газы смешаются (состояние 2). При этом давление и температура смеси газов не изменится, т. е.

$$\left. \begin{aligned} T_{\text{см}} &= T_0 \\ p_{\text{см}} &= p_0 \end{aligned} \right\}.$$

Каждый из газов в таком состоянии будет занимать полный объем, то есть тот, который они занимали вместе до смешения  $V_{\text{см}} = V_1 + V_2$ . Теперь будем поочередно удалять из баллона один из двух газов. В баллоне будет оставаться другой газ, который и будет занимать полный объем  $V = V_{\text{см}}$  (состояние 3). В каждом из этих случаев давление газа в баллоне упадет от  $p_0 = p_{\text{см}}$  до  $p_1$  или  $p_2$  (ранее оба газа вместе занимали весь объем баллона, а теперь тот же объем занимает каждый газ в отдельности). Сохраним любым из возможных способов температуру каждого в отдельности газов в баллоне, равную температуре их смеси  $T_{\text{см}}$ . Таким образом, каждый из газов в отдельности при температуре  $T_1 = T_2 = T_{\text{см}}$  и объеме  $V_1 = V_2 = V_{\text{см}}$  будет создавать давление  $p_1$  или  $p_2$ .

Давление, которое создавал бы каждый из газов смеси в отдельности (другие газы удалены) в том же объеме, что до этого занимала вся смесь, и при условии, что его температура равна температуре смеси  $T_1 = T_2 = T_{\text{см}}$ , называется *парциальным* (приведенным) давлением.

Теперь с газами поступим другим образом. Каждый из газов смеси в отдельности будем сжимать с помощью перегородки до того давления, которое создавалось смесью этих газов в полном объеме баллона, то есть в состоянии 2. При сжатии температура газа возрастает, а поэтому баллон будем охлаждать, добиваясь тем самым постоянства температуры каждого газа. Важно, чтобы при сжатии газа его температура оставалась равной температуре смеси газов, то есть  $T = T_1 = T_2 = T_{\text{см}}$  (состояние 4).

Таким образом, каждый из газов в отдельности при давлении и температуре, равных давлению и температуре смеси газов  $p = p_1 = p_2 = p_{\text{см}}$ ,  $T = T_1 = T_2 = T_{\text{см}}$ , будет занимать определенный объем (соответственно  $V_1$  или  $V_2$ ). Этот объем называют *парциальным* (приведенным) объемом. Таким образом, *парциальным* (приведенным) объемом газа называется объем, который занимал бы этот газ при давлении и температуре смеси.

Очевидно, что в нашем примере парциальными (приведенными) объемами газов являются их объемы до смешения  $V_1$  и  $V_2$ .

Если газовая смесь состоит из  $n$  газов, то, обозначив приведенные объемы компонентов этой смеси через  $V_1, V_2, \dots, V_n$ , а объем смеси через  $V_{\text{см}}$ , объемные доли  $r_i$  этих компонентов можно определить отношениями

$$r_1 = \frac{V_1}{V_{\text{см}}}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V_{\text{см}}}; \quad \dots \quad r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}}, \quad (3.130)$$

или (контрольное уравнение)

$$r_1 + r_2 + \dots + r_i = \sum_{i=1}^n r_i = 1. \quad (3.131)$$

Объемные доли компонентов газовой смеси также могут задаваться дробными числами или в процентах. Например, объемные доли азота и

кислорода в воздухе равны:

$$r(\text{N}_2) = 0.79 \text{ (79\%)}; \quad r(\text{O}_2) = 0.21 \text{ (21\%)}.$$

Парциальный объем каждого компонента газовой смеси можно определить по закону Бойля—Мариотта. Температура каждого компонента в смеси равна температуре смеси, то есть  $T_1 = T_2 = T_{\text{см}} = \text{idem}$ .

При постоянной температуре имеем:

$$p_i V_{\text{см}} = p_{\text{см}} V_i, \quad (3.132)$$

где  $p_i$ ,  $V_i$  — парциальные (приведенные) давление и объем  $i$ -го компонента смеси газов;  $p_{\text{см}}$ ,  $V_{\text{см}}$  — давление и объем смеси.

Решая уравнение (3.132) относительно  $V_i$ , получим

$$V_i = V_{\text{см}} \frac{p_i}{p_{\text{см}}}. \quad (3.133)$$

Просуммировав парциальные объемы всех компонентов газовой смеси, получим

$$\sum_{i=1}^n V_i = \sum_{i=1}^n \left( V_{\text{см}} \frac{p_i}{p_{\text{см}}} \right) = \frac{V_{\text{см}}}{p_{\text{см}}} \sum_{i=1}^n p_i. \quad (3.134)$$

Для определения суммы парциальных давлений компонентов газовой смеси, воспользуемся соотношением (3.132):

$$\frac{p_i}{p_{\text{см}}} = \frac{V_i}{V_{\text{см}}} = r_i \rightarrow p_i = r_i p_{\text{см}}. \quad (3.135)$$

Выражение (3.135) можно интерпретировать следующим образом:

- парциальное давление  $i$ -го компонента газовой смеси равно произведению объемной доли  $r_i$   $i$ -го компонента на давление смеси  $p_{\text{см}}$ .

Определим сумму парциальных давлений компонентов газовой смеси

$$\sum_{i=1}^n p_i = \sum_{i=1}^n p_{\text{см}} r_i = p_{\text{см}} \sum_{i=1}^n r_i. \quad (3.136)$$

Так как в соответствии с уравнением (3.131)  $\sum_{i=1}^n r_i = 1$ , то зависимость (3.136) можно представить в виде

$$\sum_{i=1}^n p_i = p_{\text{см}}. \quad (3.137)$$

Уравнение (3.137) выражает закон Дальтона, о котором более подробно будет сказано ниже. Объединяя соотношения (3.134) и (3.137), получим

$$\sum_{i=1}^n V_i = V_{\text{см}}. \quad (3.138)$$

Таким образом, сумма парциальных объемов газов, составляющих смесь, равна объему смеси газов.

Молярная доля  $x_i$   $i$ -го компонента газовой смеси определяется отношением количества вещества  $n_i$   $i$ -го компонента к количеству вещества смеси газов  $n_{см}$ , то есть

$$x_i = \frac{n_i}{n_{см}}. \quad (3.139)$$

Действительно, можно записать:

$$M_i = \frac{m_i}{n_i} \rightarrow n_i = \frac{m_i}{M_i}; \quad (3.140)$$

$$M_{см} = \frac{m_{см}}{n_{см}}; \rightarrow n_{см} = \frac{m_{см}}{M_{см}}. \quad (3.141)$$

Подставляя зависимости (3.140) и (3.141) в зависимость (3.139), учитывая, что  $m_i = \rho_i V_i$ ;  $m_{см} = \rho_{см} V_{см}$ , получим:

$$x_i = \frac{n_i}{n_{см}} = \frac{m_i}{m_{см}} \cdot \frac{M_{см}}{M_i} = \frac{\rho_i V_i M_{см}}{\rho_{см} V_{см} M_i}, \quad (3.142)$$

где  $m_i$  — масса  $i$ -го компонента смеси газов;  $m_{см}$  — масса смеси газов;  $M_i$  — молярная масса  $i$ -го компонента газовой смеси;  $M_{см}$  — молярная масса смеси газов;  $\rho_i$  — плотность  $i$ -го компонента газовой смеси;  $\rho_{см}$  — плотность газовой смеси.

На основании закона Авогадро утверждающего, что при одинаковых давлениях и температурах  $\rho_1/\rho_2 = M_1/M_2$ , можно записать<sup>1</sup>:

$$\frac{\rho_i}{\rho_{см}} = \frac{M_i}{M_{см}}. \quad (3.143)$$

Подставив выражение (3.143) в зависимость (3.142), окончательно получим

$$x_i = \frac{n_i}{n_{см}} = \frac{V_i}{V_{см}} = r_i. \quad (3.144)$$

Учитывая зависимость (3.135), выражение (3.144) можно привести к виду

$$x_i = \frac{p_i}{p_{см}} \rightarrow p_i = x_i p_{см}. \quad (3.145)$$

Выражение (3.145) можно интерпретировать следующим образом:

- парциальное (приведенное) давление  $i$ -го компонента газовой смеси равно произведению молярной доли  $i$ -го компонента на давление смеси газов.

Иногда в теплотехнических расчетах по известным численным значениям массовых долей смеси приходится находить их объемные доли и наоборот. Ниже приводится краткий вывод формул для таких пересчетов.

Между удельными объемами, плотностями, молярными массами и удельными газовыми постоянными какого-либо газа и всей смеси газов в целом на основании закона Авогадро и уравнения Клапейрона—Менделеева

<sup>1</sup> См. зависимость (3.92).

(3.120), опираясь на выражение (3.143), можно вывести следующую зависимость:

$$\frac{\rho_i}{\rho_{см}} = \frac{M_i}{M_{см}} = \frac{R_{о,см}}{R_{о,i}}, \quad (3.146)$$

$$\left[ MR_o = R \rightarrow M_i = \frac{R}{R_{о,i}}; \quad M_{см} = \frac{R}{R_{о,см}} \right],$$

где  $\rho_i$  — плотность  $i$ -го компонента газовой смеси;  $\rho_{см}$  — плотность смеси газов;  $M_i$  — молярная масса  $i$ -го компонента газовой смеси;  $M_{см}$  — молярная масса газовой смеси;  $R_{о,см}$  — удельная газовая постоянная смеси газов;  $R_{о,i}$  — удельная газовая постоянная  $i$ -го компонента газовой смеси.

Можно также записать

$$g_i = \frac{m_i}{m_{см}} = \frac{\rho_i V_i}{\rho_{см} V_{см}} = r_i \frac{\rho_i}{\rho_{см}} = r_i \frac{M_i}{M_{см}} = r_i \frac{R_{о,см}}{R_{о,i}}. \quad (3.147)$$

Из выражения (3.147) имеем:

$$r_i = g_i \frac{R_{о,i}}{R_{о,см}} = g_i \frac{M_{см}}{M_i} = g_i \frac{V_{m,i}}{V_{m,см}} = g_i \frac{\rho_{см}}{\rho_i}. \quad (3.148)$$

### 3.7.2. Удельная газовая постоянная смеси газов

Для анализа свойств газовых смесей хорошим приближением к истине оказывается рассмотрение такой газовой смеси, в которой каждый газ может считаться идеальным. Для таких смесей установлен ряд закономерностей и соотношений, относительно верно описывающих поведение смесей реальных газов при невысоких давлениях.

Для каждого компонента газовой смеси уравнение состояния идеального газа может быть записано в следующей форме:

$$\left. \begin{aligned} p_1 V_{см} &= m_1 R_{о,1} T_{см} \\ p_2 V_{см} &= m_2 R_{о,2} T_{см} \\ \dots\dots\dots \\ p_i V_{см} &= m_i R_{о,i} T_{см} \end{aligned} \right\}. \quad (3.149)$$

Суммируя уравнения состояния отдельных компонентов, получим

$$V_{см} (p_1 + p_2 + \dots + p_i) = T_{см} (m_1 R_{о,1} + m_2 R_{о,2} + \dots + m_i R_{о,i}),$$

или

$$V_{см} \sum_{i=1}^n p_i = T_{см} \sum_{i=1}^n (m_i R_{о,i}). \quad (3.150)$$

Учитывая зависимости (3.137) и (3.147), выражение (3.150) преобразуем к виду

$$p_{см} V_{см} = m_{см} T_{см} \sum_{i=1}^n (R_{о,i} g_i). \quad (3.151)$$

Из выражения (3.148) получаем

$$r_i = g_i \frac{R_{o,i}}{R_{o,см}} \rightarrow \sum_{i=1}^n r_i = \sum_{i=1}^n g_i \frac{R_{o,i}}{R_{o,см}}. \quad (3.152)$$

Учитывая выражение (3.131), последнюю зависимость запишем в виде

$$\sum_{i=1}^n g_i \cdot \frac{R_{o,i}}{R_{o,см}} = \frac{1}{R_{o,см}} \cdot \sum_{i=1}^n g \cdot R_{o,i} = 1. \quad (3.153)$$

Окончательно имеем:

$$\sum_{i=1}^n g_i R_{o,i} = g_1 R_{o,1} + g_2 R_{o,2} + \dots + g_i R_{o,i} = R_{o,см}. \quad (3.154)$$

Так как  $R_{o,i} = 8.314/M_i$  [см. выражение (3.125)], то для определения удельной газовой постоянной  $R_{o,см}$  газовой смеси можно использовать другое выражение:

$$\begin{aligned} R_{o,см} &= \sum_{i=1}^n \left( 8.314 \frac{g_i}{M_i} \right) = 8.314 \sum_{i=1}^n \frac{g_i}{M_i} = \\ &= 8.314 \left( \frac{g_1}{M_1} + \frac{g_2}{M_2} + \dots + \frac{g_i}{M_i} \right). \end{aligned} \quad (3.155)$$

Удельную газовую постоянную  $R_{o,см}$  газовой смеси можно определить по известной молярной массе  $M_{см}$  смеси:

$$R_{o,см} \left[ \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right] = \frac{R}{M_{см}} = \frac{8.314 \text{ [кДж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{M_{см} \text{ [кг/кмоль]}}. \quad (3.156)$$

Таким образом, удельная газовая постоянная  $R_{o,см}$  смеси газов равна:

- сумме произведений массовых долей каждого газа на его удельную газовую постоянную<sup>1</sup>;
- произведению универсальной газовой постоянной  $R$  на сумму частных от деления массовой доли каждого компонента на его молярную массу<sup>2</sup>;
- частному от деления универсальной газовой постоянной  $R$  на среднюю (кажущуюся) молярную массу  $M_{см}$  газовой смеси<sup>3</sup>.

Для получения правильных результатов необходимо согласовывать единицы измерения величин, входящих в указанные выше соотношения.

Если задан объемный состав газовой смеси, то из (3.148) получаем

$$\begin{aligned} g_i &= r_i \frac{R_{o,см}}{R_{o,i}} = R_{o,см} \frac{r_i}{R_{o,i}}; \\ \sum_{i=1}^n g_i &= \sum_{i=1}^n r_i \cdot \frac{R_{o,см}}{R_{o,i}} = R_{o,см} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_{o,i}}. \end{aligned}$$

<sup>1</sup> См. уравнение (3.154).

<sup>2</sup> См. уравнение (3.155).

<sup>3</sup> См. уравнение (3.156).

Решая последнее выражение относительно  $R_{o, см}$ , получим зависимость для определения удельной газовой постоянной газовой смеси

$$R_{o, см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_{o, i}}} = \frac{1}{\frac{r_{o, 1}}{R_{o, 1}} + \frac{r_{o, 2}}{R_{o, 2}} + \dots + \frac{r_{o, i}}{R_{o, i}}}. \quad (3.157)$$

Например, пусть массовые доли азота, кислорода, аргона и углекислого газа в сухом воздухе составляют:

$$\left. \begin{aligned} g(\text{N}_2) &= 0.7553 \\ g(\text{O}_2) &= 0.2314 \\ g(\text{Ar}) &= 0.0128 \\ g(\text{CO}_2) &= 0.0005 \end{aligned} \right\}.$$

Требуется найти удельную газовую постоянную  $R_{o, см}$  воздуха. Для решения этой задачи воспользуемся соотношением (3.155), предварительно определив молярные массы компонентов смеси по данным табл. 3.3:

- молярная масса азота  $M(\text{N}_2) = 28$  кг/кмоль;
- молярная масса кислорода  $M(\text{O}_2) = 32$  кг/кмоль;
- молярная масса аргона  $M(\text{Ar}) = 40$  кг/кмоль;
- молярная масса углекислого газа  $M(\text{CO}_2) = 44$  кг/кмоль.

Подставляя эти данные в зависимость (3.155), получим

$$\begin{aligned} R_{o, см} &= 8314 \cdot \left( \frac{g(\text{N}_2)}{M(\text{N}_2)} + \frac{g(\text{O}_2)}{M(\text{O}_2)} + \frac{g(\text{Ar})}{M(\text{Ar})} + \frac{g(\text{CO}_2)}{M(\text{CO}_2)} \right) = \\ &= 8314 \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} \right] \cdot \left( \frac{0.7553}{28} + \frac{0.2314}{32} + \frac{0.0128}{40} + \frac{0.0005}{44} \right) \approx 287 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}. \end{aligned}$$

### 3.7.3. Средняя (кажущаяся) молярная масса смеси газов

Определяя параметры газовой смеси, удобно пользоваться некоторой условной величиной, называемой средней (кажущейся) молярной массой газовой смеси ( $M_{см}$ ).

Понятие средней (кажущейся) молярной массы смеси позволяет условно рассматривать смесь как однородный газ, что существенно упрощает термодинамические расчеты. Так, зная некоторую среднюю молярную массу  $M_{см}$ , можно просто по уравнению (3.156) найти удельную газовую постоянную  $R_{o, см}$  смеси. Средняя (кажущаяся) молярная масса представляет собой условную величину и относится к такому однородному газу, у которого число молекул и общая масса равны соответственно числу молекул и массе смеси газов.

Средняя (кажущаяся) молярная масса газовой смеси может быть определена из соотношения (3.156), т. е.

$$M_{см} \left[ \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}} \right] = \frac{8314 \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} \right]}{R_{o, см} \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right]},$$

или с учетом зависимости (3.154)

$$M_{\text{см}} = \frac{8314}{g_1 R_{o,1} + g_2 R_{o,2} + \dots + g_i R_{o,i}}. \quad (3.158)$$

Знаменатель в зависимости (3.158) определим на основе уравнения (3.155). Получим следующую зависимость для определения кажущейся молярной массы смеси газов:

$$M_{\text{см}} = \frac{8314}{8314 \left( \frac{g_1}{M_1} + \frac{g_2}{M_2} + \dots + \frac{g_i}{M_i} \right)} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{M_i}}. \quad (3.159)$$

Если состав газовой смеси задан объемными долями, то, объединяя соотношения (3.156) и (3.157), получим

$$\frac{8314}{M_{\text{см}}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_{o,i}}},$$

а с учетом того, что  $R_{o,i} = 8314/M_i$ , после некоторых преобразований окончательно получим

$$M_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i M_i = r_1 M_1 + r_2 M_2 + \dots + r_i M_i. \quad (3.160)$$

В качестве примера использования для практических расчетов приведенных выше соотношений рассмотрим определение массового состава воздуха (воздух — это смесь газов) по объемным частям азота  $r(\text{N}_2) = 0.79$  (79%) и кислорода  $r(\text{O}_2) = 0.21$  (21%).

Поиск удобных для использования в данном случае соотношений приводит к мысли, что проще всего для решения задачи применить соотношения (3.147), (3.156) и (3.160). Приведем их:

$$g_i = r_i \frac{R_{o,\text{см}}}{R_{o,i}}; \quad R_{o,\text{см}} = \frac{8314}{M_{\text{см}}}; \quad R_{o,i} = \frac{8314}{M_i}; \quad M_{\text{см}} = r_1 M_1 + r_2 M_2 + \dots + r_i M_i.$$

По данным табл. 3.3 найдем молярные массы двухатомного азота и кислорода:  $M(\text{N}_2) = 28$  кг/кмоль,  $M(\text{O}_2) = 32$  кг/кмоль. По четвертому уравнению определим кажущуюся массу смеси газов

$$M_{\text{см}} = 0.79 \cdot 28 + 0.21 \cdot 32 = 28.84 \text{ кг/кмоль}.$$

По третьему уравнению определим удельную газовую постоянную каждого компонента газовой смеси:

$$R_o(\text{N}_2) = \frac{8314 \text{ [Дж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{28 \text{ [кг/кмоль]}} = 296.93 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$R_o(\text{O}_2) = \frac{8314 \text{ [Дж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{32 \text{ [кг/кмоль]}} \approx 259.81 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

По второму уравнению определим удельную газовую постоянную смеси газов (воздуха)

$$R_{o,\text{см}} = \frac{8314 \text{ [Дж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{28.84 \text{ [кг/кмоль]}} = 288.28 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

В итоге из первого соотношения найдем массовые доли каждого компонента в смеси:

$$g(\text{N}_2) = \frac{288.28}{296.93} \cdot 0.79 = 0.767;$$

$$g(\text{O}_2) = \frac{288.28}{259.81} \cdot 0.21 = 0.233.$$

Составим контрольное уравнение:

$$\sum_{i=1}^n g_i = 0.767 + 0.233 = 1.0$$

### 3.7.4. Плотность газовой смеси

Плотность газовой смеси определяется по формуле  $\rho_{\text{см}} = m_{\text{см}}/V_{\text{см}}$ .

Ее также можно определить через объемные и массовые доли компонентов, если известны их плотности:

$$\rho_{\text{см}} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i}{V_{\text{см}}} = \frac{1}{V_{\text{см}}} \cdot \sum_{i=1}^n \rho_i V_i. \quad (3.161)$$

Так как  $V_i/V_{\text{см}} = r_i = x_i$ , то последнее соотношение можно записать в виде:

$$\rho_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n (r_i \rho_i), \quad (3.162)$$

где  $\rho_i = p_{\text{см}}/(R_{0,i} T_{\text{см}})$  — плотность  $i$ -го компонента газовой смеси при заданных  $p_{\text{см}}$  и  $T_{\text{см}}$ ;  $r_i = x_i$  — объемные или молярные доли  $i$ -го компонента газовой смеси.

Так как объем газовой смеси равен сумме парциальных объемов компонентов  $V_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n V_i$ , то соотношение (3.161) можно преобразовать к виду

$$\rho_{\text{см}} = \frac{m_{\text{см}}}{V_{\text{см}}} = \frac{m_{\text{см}}}{\sum_{i=1}^n V_i} = \frac{m_{\text{см}}}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\rho_i}} = \frac{1}{\left[ \left( \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\rho_i} \right) m_{\text{см}}^{-1} \right]} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\rho_i} \cdot \frac{m_i}{m_{\text{см}}}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\rho_i}}. \quad (3.163)$$

Формулы (3.162) и (3.163) позволяют определить плотность газовой смеси при заданном давлении и температуре смеси, если известны объемные или массовые доли компонентов смеси, а также их плотности.

Плотность смеси может быть также определена, если известны парциальные плотности компонентов смеси. Плотность  $i$ -го компонента газовой смеси при его парциальном давлении и заданной температуре смеси называется парциальной плотностью. Таким образом, парциальные плотности компонентов смеси равны

$$\rho'_i = \frac{m_i}{V_{\text{см}}}. \quad (3.164)$$

Суммируя равенства (3.164) при  $i = 1, 2, \dots, n$ , получим формулу для определения плотности газовой смеси:

$$\sum_{i=1}^n \rho'_i = \frac{1}{V_{\text{см}}} \sum_{i=1}^n m_i = \frac{m_{\text{см}}}{V_{\text{см}}}, \quad \left( \sum_{i=1}^n m_i = m_{\text{см}} \right),$$

или

$$\rho_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n \rho'_i,$$

где  $\rho'_i$  — парциальная плотность  $i$ -го компонента газовой смеси, которая может быть определена на основе следующих зависимостей:

$$\rho'_i = \frac{p_i}{R_{o,i} \cdot T_{\text{см}}}; \quad R_{o,i} = \frac{8314}{M_i}.$$

При известных объемных или массовых долях парциальные давления компонентов смеси могут быть определены на основании следующих расчетных зависимостей:

$$p_i = r_i p_{\text{см}}; \quad g_i = \frac{R_{o,\text{см}}}{R_{o,i}} \cdot r_i; \quad r_i = \frac{g_i \cdot R_{o,i}}{R_{o,\text{см}}}.$$

Так как  $R_{o,i} = 8314/M_i$  и  $R_{o,\text{см}} = 8314 \cdot \sum_{i=1}^n \frac{g_i}{M_i}$ , объединяя эти соотношения с приведенными выше, можно получить:

$$p_i = p_{\text{см}} \frac{g_i R_{o,i}}{R_{o,\text{см}}} = p_{\text{см}} \cdot \frac{g_i (8314/M_i)}{8314 \cdot \sum_{i=1}^n g_i/M_i} = p_{\text{см}} \cdot \frac{g_i/M_i}{\sum_{i=1}^n g_i/M_i}, \quad (3.165)$$

где  $r_i$  и  $g_i$  — объемная и массовая доли  $i$ -го компонента;  $p_{\text{см}}$  — давление газовой смеси;  $M_i$  — молярная масса  $i$ -го компонента;  $R_{o,i}$  — удельная газовая постоянная  $i$ -го компонента газовой смеси;  $R_{o,\text{см}}$  — удельная газовая постоянная газовой смеси.

### 3.7.5. Закон парциальных давлений Дальтона и парциальных объемов Амага

Как следует из уравнения (3.39), увеличение количества газа  $n$  при постоянной температуре ( $T = idem$ ) приводит к возрастанию произведения давления на объем ( $pV$ ). Если это изменение происходит при постоянном объеме ( $V = idem$ ), то можно записать:

$$p = \frac{RT}{V} n = n \cdot idem, \quad [T = idem; \quad R = const; \quad V = idem].$$

Таким образом, давление газа при постоянном объеме и температуре прямо пропорционально количеству газа  $n$ . Допустим, что рассматриваемый газ состоит не из одинаковых частиц, а представляет собой смесь двух или нескольких веществ. Можно ожидать, что полное давление газовой смеси должно быть равно сумме давлений ее отдельных компонентов. Давление, создаваемое каждым отдельным компонентом в отсутствии других компонентов при тех же температуре и объеме, как уже отмечалось,

называется парциальным давлением  $p_i$ . Джон Дальтон впервые установил, что

- полное давление смеси газов равно сумме давлений, создаваемых каждым газом в отсутствие остальных газов:

$$p_{\text{см}} = p_1 + p_2 + \dots + p_i = \sum_{i=1}^n p_i. \quad (3.166)$$

Каждый компонент газовой смеси подчиняется уравнению состояния идеального газа, что позволяет записать:

$$p_1 = n_1 \frac{RT_{\text{см}}}{V_{\text{см}}}; \quad p_2 = n_2 \frac{RT_{\text{см}}}{V_{\text{см}}}; \quad \dots \quad p_i = n_i \frac{RT_{\text{см}}}{V_{\text{см}}}.$$

Все компоненты газовой смеси находятся при одинаковой температуре  $T_{\text{см}}$  и занимают одинаковый объем  $V_{\text{см}}$ . После подстановки записанных выше парциальных давлений в уравнение (3.166), получим

$$p_{\text{см}} = \frac{RT_{\text{см}}}{V_{\text{см}}} (n_1 + n_2 + \dots + n_i). \quad (3.167)$$

Таким образом, полное давление смеси идеальных газов при постоянном объеме и температуре определяется суммарным числом молей в образце газа независимо от того, сколько газов входит в состав смеси.

Соотношение (3.166), полученное Дальтоном экспериментально, совпадает с (3.135), полученным аналитическим методом, что подтверждает выдвинутую Дальтоном гипотезу атомистического строения вещества.

Смесь идеальных газов подчиняется закону Амага, по которому

- объем смеси идеальных газов  $V_{\text{см}}$  равен сумме приведенных (парциальных) объемов  $V_i$  ее отдельных компонентов при условии, что давление и температура каждого компонента равны давлению и температуре смеси:

$$V_{\text{см}} = V_1 + V_2 + \dots + V_i = \sum_{i=1}^n V_i. \quad (3.168)$$

Соотношение (3.168) совпадает с соотношением (3.138), полученным аналитическим методом.

### 3.8. ОТКЛОНЕНИЕ ПОВЕДЕНИЯ РЕАЛЬНОГО ГАЗА ОТ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА. СВОЙСТВА РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Если любой газ подчиняется уравнению состояния (3.39), говорят, что он ведет себя как идеальный. Такой газ будет давать «правильную» температуру в газовом термометре при любом давлении, поэтому шкалу газового термометра, которую мы описали ранее, иногда называют шкалой идеального газового термометра, так как при стремлении давления к нулю поведение всех газов приближается к поведению, предписываемому уравнением (3.39).

Хотя уравнение состояния идеального газа помогает понять важнейшие свойства газов, поведение реальных газов в той или иной степени отклоняется от идеального газа. О мере отклонения свойств реального газа от свойств, предсказываемых уравнением состояния идеального газа (3.39), можно судить после преобразования этого уравнения к виду

$$\frac{pV}{RT} = n. \quad (3.169)$$

Для одного моля ( $n = 1$ ) идеального газа величина  $pV/(RT)$  должна быть равна единице, т. е.  $pV/(RT) = 1$ .

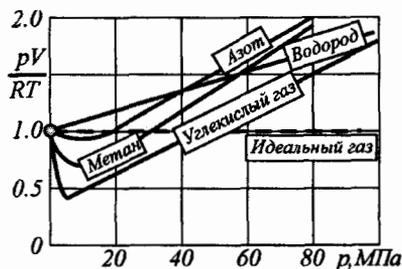


Рис. 3.40. Отклонение поведения реального газа от идеального газа

На рис. 3.40 показана зависимость этого отношения от давления для нескольких газов.

Отклонение отношения от единицы характеризует несовпадение свойств каждого конкретного газа со свойствами, предсказываемыми соотношением (3.39) для идеального газа. Полученные графические зависимости (рис. 3.40) показывают, что все реальные газы не являются идеальными. На рис. 3.40 видно, что чем выше давление газа, тем больше свойства реального газа отличаются от свойств идеального газа.

Опыт показывает, что при умеренных давлениях, в интервале от 0.1 МПа до 1 МПа, отклонение свойств реальных газов от свойств идеальных газов не так велико, поэтому можно с удовлетворительной точностью пользоваться уравнением состояния идеального газа.

Для того чтобы объяснить иллюстрируемые на рис. 3.40 отклонения свойств реальных газов от идеальных, нужно принять во внимание два свойства реальных газов, которыми пренебрегает молекулярно-кинетическая теория:

- молекулы газа обладают конечным объемом;
- при малых расстояниях между молекулами они притягиваются друг к другу.

Когда газы находятся при сравнительно низком давлении, например, при 0.1 МПа, то объем занимаемого ими пространства очень велик по сравнению с объемом самих молекул газа. Если молекулы «сложить» плотно одна возле другой, то получим некоторый объем, занимаемый только молекулами. Но в действительности молекулы находятся на большом расстоянии друг от друга, а поэтому и объем пространства, занимаемого газом, больше суммарного объема самих его молекул. Если объем, занимаемый только молекулами, разделить на объем, занимаемый газом, то получим относительную величину, характеризующую долю объема молекул в объеме газа.

При сжатии газа, в результате повышения его давления, объем, занимаемый самими молекулами, составляет все большую долю полного объема газа. Этот эффект схематически показан на рис. 3.41. При сжатии

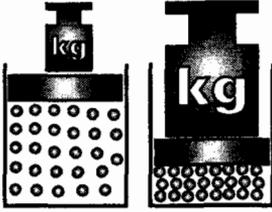


Рис. 3.41. Объем, занимаемый молекулами газа

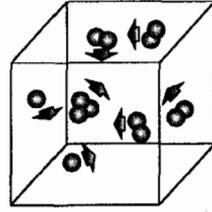


Рис. 3.42. Слияние молекул в процессе их хаотического движения

объем молекул не изменяется, а уменьшается только объем пространства, занимаемого газом. Поэтому при сжатии доля объема молекул в суммарном объеме газа увеличивается.

При давлениях несколько десятков мегапаскалей свободный объем, в котором могут перемещаться молекулы газа, становится значительно меньше объема сосуда, поэтому значение объема  $V$ , которое следовало бы подставить в произведение  $pV$  уравнения состояния идеального газа (3.39), должно быть меньше истинного объема сосуда. Подставляя в уравнение состояния идеального газа объем сосуда, мы получаем завышенное значение  $pV$ . Такое положение дел иллюстрируют данные для водорода, приведенные на рис. 3.40. Отметим, что отношение  $pV/(RT)$  при повышении давления постепенно возрастает. Это обусловлено тем, что молекулы водорода имеют конечный объем.

Силы притяжения между молекулами становятся ощутимыми на малых расстояниях, когда молекулы сталкиваются друг с другом. Под действием сил притяжения молекулы в процессе столкновения могут «слипаться». Если бы можно было получить мгновенную «фотографию» происходящего внутри реального газа процесса, мы бы обнаружили на ней нечто подобное изображенному на рис. 3.42. Часть молекул в результате столкновений на короткое время образует пары, связанные силами притяжения, в результате чего число частиц в газе уменьшается, поэтому давление и произведение  $pV$  для реального газа меньше, чем должно быть для идеального газа.

Данные, представленные на рис. 3.40, позволяют предположить, что наибольшие силы притяжения между молекулами существуют в углекислом газе. Произведение  $pV$  для этого газа существенно отклоняется от произведения  $pV$  для идеального газа в широком диапазоне давлений, причем в отрицательную сторону. Силы притяжения играют менее важную роль для метана и еще меньшую для азота. Из-за наличия очень малых сил притяжения между молекулами водорода отношение  $pV/(RT)$  для этого газа всегда выше ожидаемого для идеального газа.

Следовательно, на величину  $pV/(RT)$  влияют два противоположно действующих фактора — конечный объем молекул газа и силы притяжения между молекулами. При очень высоких давлениях преобладающее значение имеет конечный объем молекул, так как свободный объем становится слишком малым по сравнению с полным объемом газа. Поэтому для любых газов отношение  $pV/(RT)$  с повышением давления, в конце концов, становится больше значения, ожидаемого для идеального газа.

Вместе с тем, отклонение свойств реального газа от свойств, предсказываемых уравнением (3.39) для идеального газа, изменяется с температурой. Положительные отклонения, обусловленные конечным объемом молекул газа, не слишком сильно зависят от температуры, так как она мало влияет на объем молекул. Однако при высоких температурах молекулы обладают более высокой кинетической энергией. При более быстром возрастании кинетической энергии молекул по сравнению с энергией их межмолекулярного притяжения ослабевает «слипание» молекул в процессе столкновений. По этой причине отрицательные отклонения свойств реальных газов от свойств, предсказываемых уравнением (3.39) для идеального газа, с ростом температуры уменьшаются.

Таким образом, свойства реальных газов, как в количественном, так и в качественном отношении, значительно отличаются от свойств идеальных газов, поэтому все результаты, полученные для реальных газов на основе законов идеальных газов, нужно рассматривать как приближенные и справедливые при малых давлениях ( $p \rightarrow 0$ ).

## 3.9. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ РЕАЛЬНОГО ГАЗА

### 3.9.1. Уравнение состояния реального газа, предложенное Р. Клаузиусом

Инженеры и ученые, работающие с газами при высоких давлениях, не могут воспользоваться уравнением (3.39) состояния идеального газа для предсказания соотношений между давлением и объемом реальных газов, так как их свойства сильно отклоняются от свойств идеального газа. Отличие свойств любого реального газа от свойств идеального газа обусловили поиск новых уравнений состояния, которые связывали бы параметры  $p$ ,  $V$ ,  $T$ ,  $n$  и давали возможность рассчитывать некоторые свойства газов для разных условий, не прибегая к дорогостоящим, не всегда доступным, прямым измерениям. Для более правильного предсказания соотношений между давлением и объемом реальных газов было предложено много различных уравнений состояния реальных газов. Эти уравнения, являясь относительно правильными, имеют более сложный вид, чем простое уравнение состояния идеального газа (3.39), и не решают проблему для общего случая.

Как было установлено ранее, на величину  $pV/(RT)$  при  $n = 1$  влияют два противоположно действующих фактора — конечный объем молекул газа и силы притяжения между ними. Силы взаимодействия очень велики у твердых и жидких тел и достаточно велики у газов, близких к переходу от газообразного состояния в жидкое состояние. Следовательно, чем дальше состояние газа находится от области перехода в жидкость, и чем больше расстояние между его молекулами, тем меньше силы взаимодействия между ними и тем ближе состояние реального газа к идеальному газу. И наоборот, чем ближе состояние реального газа к жидкости, тем силы взаимодействия больше, и тем значительнее его отклонение от свойств идеального газа. Следовательно, общим объемом молекул не всегда можно пренебречь по сравнению с объемом сосуда. Эти соображения наводят на

мысль, что один из способов получения уравнения состояния, более общего, чем уравнение состояния идеального газа, заключается в учете конечного объема реальных молекул и сил притяжения между ними.

Учет молекулярного объема не представляет сложности, по крайней мере на качественном уровне. Предположим, что свободный объем, доступный для движения молекул, меньше полного объема газа  $V$  на величину  $b$ , которая связана с размером молекул и иногда называется связанным объемом. Поэтому, если в уравнении состояния идеального газа из полного объема  $V$  вычесть связанный объем  $b$  (этот объем занимают только сами молекулы), то получим соотношение

$$p(V_n - b) = RT, \quad [n = 1], \quad (3.170)$$

называемое уравнением состояния Клаузиуса в честь немецкого физика Рудольфа Клаузиуса, сыгравшего большую роль в развитии термодинамики. Заметим, что уравнение (3.170) записано для 1 моль газа. Для  $n$  моль газа следует записать

$$p(V_n - b)n = nRT,$$

или

$$p(V_n n - bn) = p(V - bn) = nRT, \quad (3.171)$$

где  $p$  — давление газа;  $V_n$  — объем 1 моль газа (молярный объем);  $V$  — объем газа;  $b$  — связанный объем;  $n$  — количество вещества (в моль);  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — абсолютная температура газа.

Соотношение (3.71) является грубым приближением уравнения состояния реального газа, так как не учитывает влияния сил притяжения между молекулами на свойства газа. Следует заметить, что в выражении (3.170) величина  $V_n$  означает объем 1 моль реального газа при заданном давлении  $p$  и температуре  $T$ , не обязательно стандартных

$$p = 101325 \text{ Па}; \quad T = 273.15 \text{ К} \rightarrow V_{n,n} = 22.4 \text{ дм}^3/\text{моль}.$$

### 3.9.2. Уравнение состояния реального газа, предложенное Д. Ван-дер-Ваальсом

Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса является одной из первых попыток аналитически описать свойства реальных газов. Это уравнение наглядно показывает качественные особенности реальных газов и их отличие от идеальных газов.

Учесть силы притяжения между молекулами достаточно трудно. Молекула, находящаяся в центре объема газа, т. е. далеко от стенок сосуда, окружена со всех сторон одинаковым числом молекул. Со всех сторон на молекулу действуют примерно равные силы притяжения. Эти силы уравновешивают друг друга, поэтому никакой результирующей силы не возникает. Если молекула приближается к стенке сосуда, то позади нее располагается большее число молекул, чем перед ней. В этом случае возникает результирующая сила притяжения, направленная к центру сосуда. Движение молекулы несколько замедляется, и она ударяется о стенку сосуда с меньшей силой, чем в случае отсутствия сил притяжения (как в идеальном газе). Так как давление газа обусловлено передачей импульса

молекулами, сталкивающимися со стенками сосуда, то давление, создаваемое притягивающимися молекулами, оказывается несколько меньше, чем давление, создаваемое теми же молекулами при отсутствии притяжения. Оказывается, что уменьшение давления пропорционально квадрату молярной плотности реального газа, поэтому мы можем написать

$$p = p_i - a\rho_n^2, \quad (3.172)$$

где  $\rho_n = n/V$  — молярная плотность газа;  $p_i$  — давление, создаваемое идеальным газом, в котором молекулы не притягиваются;  $a$  — коэффициент пропорциональности, характеризующий величину сил притяжения между молекулами данного сорта.

Из соотношения (3.172) найдем давление  $p_i$ , создаваемое идеальным газом:

$$p_i = p + a \frac{n^2}{V^2}. \quad (3.173)$$

Правая часть этого уравнения представляет «исправленное» давление идеального газа, которым нужно заменить величину  $p$  в уравнении состояния идеального газа (3.39).

Если мы учтем поправки на конечный объем молекулы в соответствии с (3.171) и на давление согласно (3.173), то получим для  $n$  моль реального газа следующее уравнение состояния:

$$\left(p + a \frac{n^2}{V^2}\right) \cdot (V - nb) = nRT. \quad (3.174)$$

Это уравнение впервые было опубликовано голландским физиком Д. Ван-дер-Ваальсом в 1873 году.

Уравнение (3.174) отличается от уравнения (3.39) состояния идеального газа наличием двух поправочных членов:

- первый вносит поправку на конечный объем молекул газа;
- второй вносит поправку в давление.

Член  $nb$  в выражении  $(V - nb)$ , представляющем так называемый *свободный объем*, вносит поправку на *конечный объем* газовых молекул. Постоянная  $b$ , имеющая особое значение для каждого газа, выражается в единицах  $\text{дм}^3/\text{моль}$ ;  $\text{м}^3/\text{моль}$ . Она является мерой истинного объема, занимаемого молекулами газа. Значения постоянной  $b$  для некоторых газов приведены в табл. 3.5. Отметим, что с увеличением массы молекул или сложности их строения, величина  $b$  возрастает.

Поправка, вносимая в давление, учитывает наличие межмолекулярных сил притяжения. В этот поправочный член входит постоянная  $a$ , имеющая индивидуальное значение для каждого газа, а также множитель  $(n^2/V^2)$ . Отношение  $n/V$  имеет размерность  $\text{моль}/\text{дм}^3$ ;  $\text{моль}/\text{м}^3$ . Значения постоянной  $a$  для некоторых газов приведены в табл. 3.5.

Отметим, что при увеличении молекулярной массы и сложности строения молекул, величина  $a$  возрастает. Учитывая, что  $V_n = V/n$ , соотношение (3.174) можно представить в другом виде:

$$\left(p + \frac{a}{V^2/n^2}\right) \cdot (V - nb) = nRT; \quad \left(p + \frac{a}{V_n^2}\right) \cdot (V - nb) = nRT.$$

Таблица 3.5

Постоянные Ван-дер-Ваальса для молекул некоторых газов

Вещество	a		b	
	$\frac{\text{дм}^6 \cdot \text{атм}}{\text{моль}^2}$	$\frac{\text{м}^6 \cdot \text{МПа}}{\text{моль}^2}$	$\frac{\text{дм}^3}{\text{моль}}$	$\frac{\text{м}^3}{\text{моль}}$
Гелий (He)	0.0341	$341 \cdot 10^{-11}$	0.0237	$237 \cdot 10^{-7}$
Неон (Ne)	0.211	$211 \cdot 10^{-10}$	0.0171	$171 \cdot 10^{-7}$
Аргон (Ar)	1.34	$1.34 \cdot 10^{-7}$	0.0322	$322 \cdot 10^{-7}$
Криптон (Kr)	2.32	$2.32 \cdot 10^{-7}$	0.0398	$398 \cdot 10^{-7}$
Ксенон (Xe)	4.19	$4.19 \cdot 10^{-7}$	0.0510	$510 \cdot 10^{-7}$
Водород (H <sub>2</sub> )	0.244	$244 \cdot 10^{-10}$	0.0266	$266 \cdot 10^{-7}$
Азот (N <sub>2</sub> )	1.39	$1.39 \cdot 10^{-7}$	0.0391	$391 \cdot 10^{-7}$
Кислород (O <sub>2</sub> )	1.36	$1.36 \cdot 10^{-7}$	0.0318	$318 \cdot 10^{-7}$
Хлор (Cl <sub>2</sub> )	6.49	$6.49 \cdot 10^{-7}$	0.0562	$562 \cdot 10^{-7}$
Углекислый газ (CO <sub>2</sub> )	3.59	$3.59 \cdot 10^{-7}$	0.0427	$427 \cdot 10^{-7}$
Метан (CH <sub>4</sub> )	2.25	$2.25 \cdot 10^{-7}$	0.0428	$428 \cdot 10^{-7}$
Водяной пар (H <sub>2</sub> O)	5.46	$5.46 \cdot 10^{-7}$	0.0305	$305 \cdot 10^{-7}$

Поделив на  $n$  последнее соотношение, получим:

$$\left(p + \frac{a}{V_n^2}\right) \cdot \left(\frac{V - nb}{n}\right) = RT; \quad \left(p + \frac{a}{V_n^2}\right) \cdot \left(\frac{V}{n} - b\right) = RT;$$

$$\left(p + \frac{a}{V_n^2}\right) \cdot (V_n - b) = RT. \quad (3.175)$$

Поучительно рассмотреть конкретный пример и сравнить результаты, полученные с помощью уравнения состояния идеального газа (3.39), уравнения (3.171) Клаузиуса и уравнения (3.174) Ван-дер-Ваальса с экспериментальными данными. Рассмотрим 1 моль водяного пара в объеме  $V = 1384 \text{ см}^3$  при температуре  $T = 500 \text{ К}$ . Учитывая, что значение универсальной газовой постоянной равно  $R = 8.314 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ , и используя данные табл. 3.5, получим следующие исходные данные:

$$a = 5.46 \cdot 10^{-7} \frac{\text{МПа} \cdot \text{м}^6}{\text{моль}^2}; \quad b = 30.5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^3}{\text{моль}}.$$

Из уравнения (3.39) состояния идеального газа для  $n = 1$  моль водяного пара имеем:

$$p = \frac{nRT}{V} = \frac{1 [\text{моль}] \cdot 8.314 [\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})] \cdot 500 [\text{К}]}{1384 \cdot 10^{-6} [\text{м}^3]} =$$

$$= 3.0 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3} = 3.0 \cdot 10^6 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{м}^3} = 3.0 \cdot 10^6 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 3.0 \text{ МПа}.$$

Из уравнения (3.171) состояния реального газа (уравнение Клаузиуса) для  $n = 1$  моль получаем:

$$p = \frac{nRT}{V - nb} = \frac{1 [\text{моль}] \cdot 8.314 [\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})] \cdot 500 [\text{К}]}{1384 \cdot 10^{-6} [\text{м}^3] - 1 [\text{моль}] \cdot 30.5 \cdot 10^{-6} [\text{м}^3/\text{моль}]} =$$

$$= 3.0713 \cdot 10^6 \text{ Па} = 3.0713 \text{ МПа}.$$

Из уравнения (3.174) состояния реального газа (уравнение Ван-дер-Ваальса):

$$p = \frac{nRT}{V - nb} - a \frac{n^2}{V^2} = \frac{1 \text{ [моль]} \cdot 8.314 \text{ [Дж/(моль} \cdot \text{К)]} \cdot 500 \text{ [К]}}{1384 \cdot 10^{-6} \text{ [м}^3\text{]} - 1 \text{ [моль]} \cdot 30.5 \cdot 10^{-6} \text{ [м}^3\text{/моль]}} - 5.46 \cdot 10^{-7} \left[ \frac{\text{МПа} \cdot \text{м}^6}{\text{моль}^2} \right] \cdot \frac{(1 \text{ [моль]})^2}{(1384 \cdot 10^{-6} \text{ [м}^3\text{]})^2} = 2.786 \text{ МПа.}$$

По данным экспериментальных исследований:  $p = 2.607 \text{ МПа}$ .

Для этих конкретных условий уравнение идеального газа дает завышенное примерно на 15% значение давления, уравнение Клаузиуса дает еще большую ошибку — около 18%, а уравнение Ван-дер-Ваальса завышает давление примерно на 7%. Интересно, что уравнение Клаузиуса дает большую ошибку, чем уравнение идеального газа. Причина заключается в том, что поправка на конечный объем молекул увеличивает давление, а член, учитывающий притяжение, уменьшает его. Таким образом, эти поправки частично компенсируют друг друга.

### 3.9.3. Анализ уравнения Ван-дер-Ваальса

Уравнение Ван-дер-Ваальса учитывает в простой и наглядной форме два эффекта, которые обуславливают отклонения поведения реальных газов от идеального газа. Уравнение состояния Ван-дер-Ваальса в трехмерном пространстве  $p, V, T$  описывает некоторую поверхность. Эта поверхность имеет более сложный вид, чем поверхность, соответствующая идеальному газу.

На рис. 3.43 показана поверхность состояний идеального газа, построенная по уравнению (3.39), а на рис. 3.44 — поверхность состояний реального газа, построенная по уравнению (3.174), предложенному Ван-дер-Ваальсом. По внешнему виду заметно, что поверхность (рис. 3.44), описываемая уравнением Ван-дер-Ваальса (3.174), отличается от поверхности, изображенной на рис. 3.43 и описываемой уравнением состояния идеального газа (3.39), наличием складок.

В целях упрощения анализа уравнения (3.174) состояния реального газа, зафиксируем ряд значений температуры ( $T = idem; n = idem$ ) и построим на плоскости  $V - p$  зависимость  $p = f(V)$ , как показано на рис. 3.45.

На рис. 3.45 видно, что изотермы, отвечающие температурам выше температуры  $T_{кр} = T_3$ , которой соответствует так называемая *критическая* изотерма, не имеют локальных минимумов, максимумов и точек перегиба и выглядят подобно изотермам идеального газа, показанным на рис. 3.43. При температурах ниже  $T_{кр} = T_3$  изотермы имеют явно выраженные локальные максимумы и минимумы.

При достаточно низких температурах существует область, в которой давление становится отрицательным. Эти горбы и провалы, а также область отрицательных давлений не соответствуют физическим эффектам — они просто отражают недостатки уравнения Ван-дер-Ваальса, его неспособность описать истинное равновесное поведение реальных веществ. Максимальное (точка  $N$ ; рис. 3.45) и минимальное (точка  $M$ ) значения

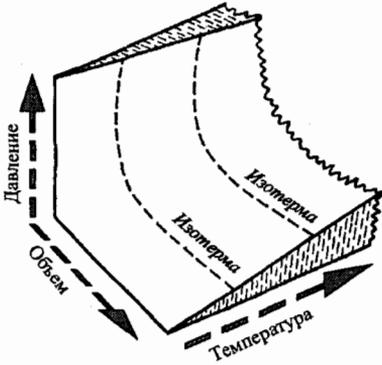


Рис. 3.43. Поверхность состояний идеального газа

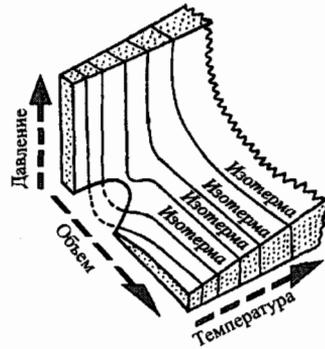


Рис. 3.44. Поверхность состояний реального газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса

этой кривой в процессе экспериментальных исследований обычно не наблюдаются. Вместо этого наблюдается постоянное давление, показанное горизонтальной линией  $AC$ . Тем не менее, в очень чистых веществах, которые являются перенасыщенными парами или переохлажденными жидкостями, наблюдались лишь участки кривых соответственно  $CN$  и  $AM$ . Участок  $MN$  в таких веществах был нестабильным и не наблюдался.

Ни уравнение Ван-дер-Ваальса, ни многие другие уравнения состояния, которые были предложены, не выполняются точно для всех газов при любых условиях. Тем не менее, уравнение (3.174) можно использовать в инженерных расчетах, так как во многих случаях оно почти точно определяет поведение газа. Его вывод позволяет глубже проникнуть в природу реальных газов на микроскопическом уровне.

Заметим, что при низких плотностях справедливы следующие зависимости:

$$\left. \begin{aligned} \frac{an^2}{V^2} &\ll p \\ b &\ll nV \end{aligned} \right\},$$

поэтому в этом случае уравнение Ван-дер-Ваальса сводится к уравнению состояния идеального газа

$$\left. \begin{aligned} pV_n &= RT \\ pV &= nRT \\ pV &= mR_0T \end{aligned} \right\}.$$

Особенно интересно уравнение Ван-дер-Ваальса тем, что с его помощью можно рассматривать важное отличительное свойство реальных газов по сравнению с идеальным газом — способность при изотермическом сжатии ( $T = idem$ ) переходить из газообразного состояния в жидкое состояние.

Раскрыв в уравнении (3.175) скобки, получим

$$pV_n + \frac{aV_n}{V_n^2} - pb - \frac{ab}{V_n^2} = RT;$$

или после преобразований:

$$pV_n + \frac{a}{V_n} - pb - \frac{ab}{V_n^2} - RT = 0.$$

Приведем последнее выражение к общему знаменателю:

$$\frac{pV_n \cdot V_n^2 + aV_n - pbV_n^2 - ab - RTV_n^2}{V_n^2} = 0.$$

Окончательно получим

$$pV_n^3 - (pb + RT) \cdot V_n^2 + aV_n - ab = 0. \quad (3.176)$$

Как известно из курса математики, уравнение (3.176) является кубическим относительно  $V_n$  и при заданных значениях давления  $p$  и температуры  $T$  должно иметь три корня. При этом возможны три варианта сочетания корней уравнения (3.176):

- все три корня различны и действительны;
- все три корня действительны и равны между собой;
- один корень действительный, а два мнимых (комплексных).

Рассматривают только действительные корни, так как мнимые лишены физического смысла.

Из рассмотрения кривых (рис. 3.45) видно, что при сравнительно низких температурах  $T < T_{кр}$  решение уравнения Ван-дер-Ваальса должно содержать три действительных корня, т. е. три значения объема реального газа  $V_A$ ,  $V_B$ ,  $V_C$ , которые не равны между собой. Наибольший корень, равный объему  $V_C$  (точка  $C$ ), относится к газообразному (парообразному) состоянию, а наименьший корень  $V_A$  (точка  $A$ ) — к состоянию жидкости. Следовательно, участок изотермы  $m - C$  соответствует изотермическому сжатию газа. В точке  $C$  начинается переход из газообразного состояния в жидкое, и, следовательно, участок  $CNBMA$  характеризует промежуточное (двухфазное) состояние рабочего тела. В точке  $A$  переход заканчивается и двухфазная среда превращается в кипящую (насыщенную) жидкость. Участок  $A - d$  соответствует изотермическому сжатию.

При повышении температуры газа изотермы Ван-дер-Ваальса смещаются вверх, причем расстояние между точками волнообразного участка  $AMBNC$  неуклонно уменьшается ( $FD < AC$ ). При повышении температуры точки  $C$  и  $A$  сближаются и при температуре  $T_3 = T_{кр}$  точки  $A$  и  $C$  сливаются в одну точку  $K$ , которая называется критической точкой. В точке  $K$  изотерма имеет только перегиб и горизонтальную касательную. Параметры  $p_{кр}$ ,  $V_{кр}$ ,  $T_{кр}$  соответствующие критической точке  $K$ , называются *критическими*. Точка  $K$  соответствует второму случаю решения уравнения Ван-дер-Ваальса, когда все три корня действительны и равны между собой.

Уравнение Ван-дер-Ваальса в принципе не может описывать двухфазных состояний. Оно только указывает (см. волнообразный участок кривой  $CNBMA$ ) на непрерывный переход реального газа из жидкого состояния в парообразное состояние при определенной температуре. Многочисленные эксперименты показали, что в действительности переход реального газа

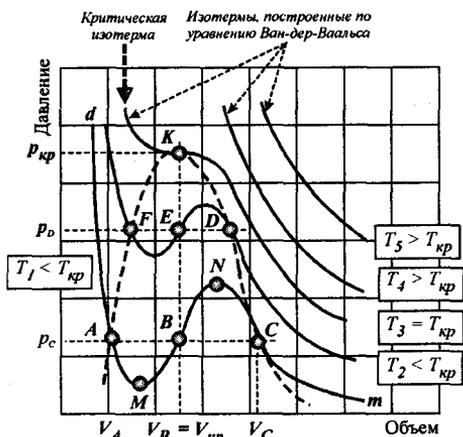


Рис. 3.45. Изотермы реального газа, построенные по уравнению Ван-дер-Ваальса

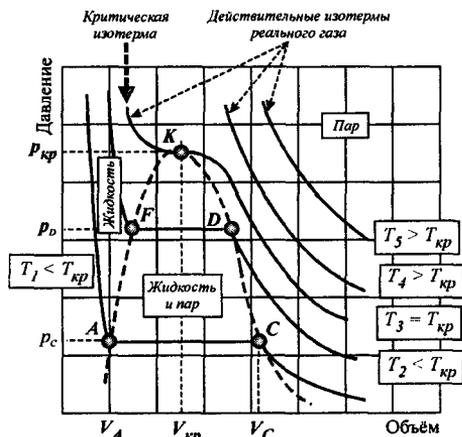


Рис. 3.46. Действительные изотермы реального газа, построенные по экспериментальным данным

из жидкого состояния в парообразное состояние и наоборот происходит через двухфазные состояния, представляющие смесь жидкости и пара. При этом при данной температуре процесс перехода жидкости в пар происходит также при неизменном давлении (линии должны быть горизонталями — изобарами).

Критические параметры  $p_{кр}$ ,  $V_{кр}$ ,  $T_{кр}$  характерны для каждого данного вещества и обычно определяются экспериментально. Их значения для некоторых веществ приведены в табл. 3.6.

Заметим, что критическое состояние вещества было открыто Д. И. Менделеевым.

При температурах выше критической ( $T > T_{кр}$ ) изотермы будут иметь монотонно спадающий характер (изотермы  $T_4$  и  $T_5$ ; рис. 3.45), приближаясь по мере увеличения температуры к кривым вида гиперболы. При этих температурах имеет место третий случай решения уравнения Ван-дер-Ваальса, когда один корень действительный, а два других — мнимые. Если соединить все точки  $A$ ,  $F$  и  $K$ , то получится кривая  $AFK$  (обозначена пунктиром), на которой жидкость находится в состоянии кипения. Кривую  $AFK$  называют *пограничной кривой жидкости*. Кривая  $CDK$ , представляющая собой совокупность состояний сухого насыщенного пара, называется *пограничной кривой пара*.

Действительные изотермы реального газа получены экспериментально и изображены на рис. 3.46. Здесь процесс превращения газа в жидкость происходит одновременно при постоянных значениях температуры и давления (процесс  $CA$ ). Давление остается неизменным, так как в этом случае объем уменьшается за счет частичной конденсации газообразной фазы. В точке  $A$  весь газ (пар) полностью превращается в жидкость, и дальнейшее повышение давления будет лишь незначительно уменьшать объем жидкости.

Таблица 3.6

## Значения критических параметров некоторых веществ

Вещество	Критическая температура, $T_{кр}$		Критическое давление, $p_{кр}$		Критическая плотность, $\rho_{кр}$ кг/м <sup>3</sup>
	°C	K	атм	МПа	
Гелий (He)		5.2	2.26		
Неон (Ne)		44.4	25.9		
Аргон (Ar)		151.0	48.0		
Криптон (Kr)		210.0	54.0		
Ксенон (Xe)		290.0	58.0		
Радон (Rn)		377.0	62.0		
Водород (H <sub>2</sub> )	-240.7	33.2	12.8	1.29	30
Азот (N <sub>2</sub> )	-147.0	126.0	33.5	3.30	311
Кислород (O <sub>2</sub> )	-118.0	154.0	49.7	4.87	430
Хлор (Cl <sub>2</sub> )	144	417.0	76.1	7.70	
Оксид углерода (CO)	-140.0			3.49	
Углекислый газ (CO <sub>2</sub> )	31.0	304	72.8	7.15	460
Воздух	-140.7			3.76	
Метан (CH <sub>4</sub> )	-82.1			4.64	
Водяной пар (H <sub>2</sub> O)	374.15	647.3		22.13	315

Таким образом, для реального вещества  $V$ - $p$ -диаграмму (рис. 3.46) можно разбить на три характерные области:

- область жидкого состояния, расположенную левее пограничной кривой  $AFK$  жидкости;
- область двухфазных состояний жидкость + пар (влажный пар), расположенную между пограничными кривыми жидкости  $AFK$  и пара  $CDK$ ;
- область перегретого пара, расположенную правее пограничной кривой  $CDK$  и выше критической точки  $K$ .

Условно область жидкости ограничивают сверху линией  $KI$ , представляющей собой критическую изобару (линию постоянного давления, равного критическому давлению  $p_{кр}$ ).

Критическую температуру  $T_{кр}$  Д. И. Менделеев назвал *абсолютной температурой кипения*, при которой поверхностное натяжение в жидкости становится равным нулю, то есть исчезает различие между жидкостью и парообразным состоянием вещества (насыщенным паром).

В 1869 г. Т. Эндрюс на основании проведенных им экспериментов по изотермическому сжатию углекислоты (реальное вещество) построил  $V$ - $p$ -диаграмму и показал на ней характерные линии и области. Поэтому часто  $V$ - $p$ -диаграмму реального вещества называют диаграммой Эндрюса. Опыты Т. Эндрюса качественно подтвердили характер изотерм Ван-дер-Ваальса, но вместе с тем показали, что в действительности переход газов в жидкое состояние осуществляется при постоянном давлении (рис. 3.46). Поэтому уравнение Ван-дер-Ваальса полагают неприменимым для исследования двухфазных состояний веществ.

В настоящее время считают, что одной из причин особого поведения реальных газов в двухфазной области и на ее границах является ассоциация молекул, неучтенная Ван-дер-Ваальсом.

Известно, что любое вещество в зависимости от внешних условий (давления и температуры) может находиться в твердом, жидком и газообразном агрегатных состояниях, или фазах, а также одновременно быть в двух или трех состояниях. Состояние, в котором находятся в равновесии твердая, жидкая и паровая фазы вещества, называется *тройной точкой*. Переход вещества из одного агрегатного состояния в другое называется фазовым переходом или фазовым превращением. Из анализа уравнения Ван-дер-Ваальса применительно к критическому состоянию можно получить выражение для определения критических параметров через константы  $a$  и  $b$  или же для определения констант  $a$  и  $b$  при известных критических параметрах. Учитывая, что уравнение Ван-дер-Ваальса только качественно описывает поведение реальных веществ, константы  $a$  и  $b$  обычно вычисляются по экспериментальным данным.

Исходным положением для получения зависимости между критическими параметрами и константами уравнения Ван-дер-Ваальса является то, что в критической точке  $K$  критическая изотерма имеет перегиб и касательная в точке перегиба горизонтальна.

Из курса высшей математики известно, что в точке перегиба, определяющей один из экстремумов функции, вторая производная равна нулю или не существует. Этот факт является достаточным условием существования точки перегиба.

Применительно к критической точке перепишем уравнение (3.176) в следующем виде:

$$p_{кр} V_{кр}^3 - (p_{кр} b + RT_{кр}) V_{кр}^2 - a V_{кр} - ab = 0. \quad (3.177)$$

Найдем первую и вторую частные производные функции (3.177) при постоянной температуре ( $T = idem$ ):

$$\frac{dp_{кр}}{dV_{кр}} = 3p_{кр} V_{кр}^2 - 2(p_{кр} b + RT_{кр}) V_{кр} + a = 0; \quad (3.178)$$

$$\frac{d^2 p_{кр}}{dV_{кр}^2} = 6p_{кр} V_{кр} - 2(p_{кр} b + RT_{кр}) = 0, \quad [T = idem]. \quad (3.179)$$

Из соотношения (3.178) определим поправочный коэффициент  $a$ :

$$a = 2(p_{кр} b + RT_{кр}) V_{кр} - 3p_{кр} V_{кр}^2. \quad (3.180)$$

Преобразуем выражение (3.179) к виду:

$$(p_{кр} b + RT_{кр}) = 3p_{кр} V_{кр}.$$

Подставляя последнее выражение в зависимость (3.180), получим

$$a = 6p_{кр} V_{кр}^2 - 3p_{кр} V_{кр}^2 = 3p_{кр} V_{кр}^2. \quad (3.181)$$

Так как  $(p_{кр} b + RT_{кр}) = 3p_{кр} V_{кр}$ , то соотношение (3.177) можно записать в следующем виде:

$$p_{кр} V_{кр}^3 - 3p_{кр} V_{кр}^3 + a V_{кр} - ab = 0,$$

или после преобразований

$$a V_{кр} - ab = 2p_{кр} V_{кр}^3. \quad (3.182)$$

Из уравнения (3.182) определим поправочный коэффициент  $a$ :

$$a = \frac{2p_{\text{кр}}V_{\text{кр}}^3}{V_{\text{кр}} - b}. \quad (3.183)$$

Так как соотношения (3.181) и (3.183) равны между собой, можно записать следующее равенство:

$$3p_{\text{кр}}V_{\text{кр}}^2 = \frac{2p_{\text{кр}}V_{\text{кр}}^3}{V_{\text{кр}} - b},$$

которое, в конечном итоге, будет иметь вид

$$\begin{aligned} 3 &= \frac{2V_{\text{кр}}}{V_{\text{кр}} - b}; & 3(V_{\text{кр}} - b) &= 2V_{\text{кр}}; & 3V_{\text{кр}} - 3b &= 2V_{\text{кр}}; \\ & & 3b &= 3V_{\text{кр}} - 2V_{\text{кр}} & &= V_{\text{кр}}. \end{aligned} \quad (3.184)$$

Объединяя соотношения (3.181) и (3.184), определим критическое давление вещества

$$p_{\text{кр}} = \frac{a}{3V_{\text{кр}}^2} = \frac{a}{3(3b)^2} = \frac{a}{27b^2}. \quad (3.185)$$

Подставляя в уравнение (3.179) полученные из соотношений (3.184) и (3.185) критические давление и объем, определим критическую температуру  $T_{\text{кр}}$ :

$$T_{\text{кр}} = \frac{8a}{27Rb}. \quad (3.186)$$

Если путем проведения эксперимента определить значения  $T_{\text{кр}}$  и  $p_{\text{кр}}$ , то с их помощью можно найти поправочные коэффициенты  $a$  и  $b$ .

Из уравнения (3.186) определим коэффициент  $b$ :

$$b = \frac{8a}{27RT_{\text{кр}}}. \quad (3.187)$$

Возведем правую и левую части уравнения (3.187) в квадрат:

$$b^2 = \frac{(8a)^2}{(27RT_{\text{кр}})^2} = \frac{64a^2}{27 \cdot 27R^2T_{\text{кр}}^2}.$$

Последнее равенство преобразуем к виду

$$27b^2 = \frac{(8a)^2}{(27RT_{\text{кр}})^2} = \frac{64a^2}{27R^2T_{\text{кр}}^2}.$$

Подставив выражение (3.188) в (3.185), получим поправочный коэффициент  $a$ :

$$a = \frac{27}{64} \frac{R^2T_{\text{кр}}^2}{p_{\text{кр}}}. \quad (3.189)$$

Подставляя соотношение (3.189) в выражение (3.185), определим поправочный коэффициент  $b$ :

$$b = \frac{RT_{\text{кр}}}{8p_{\text{кр}}}. \quad (3.190)$$

Из соотношений (3.183), (3.184) и (3.186) для критической точки из уравнения Ван-дер-Ваальса получим:

$$p_{кр} V_{кр} = nRT_{кр} \rightarrow p_{кр} \frac{V_{кр}}{n} = RT_{кр};$$

$$p_{кр} V_{кр} = RT_{кр}, \quad [n = 1 \text{ моль}],$$

$$\frac{RT_{кр}}{p_{кр} V_{кр}} = \frac{R(8a/27Rb)}{(a/27b^2)3b} = \frac{(8a/27b)}{(a/9b)} = \frac{8}{3} = 2.67 = K_{кр}, \quad (3.191)$$

где  $K_{кр}$  — критический коэффициент.

Для всех термодинамически подобных веществ, подчиняющихся уравнению Ван-дер-Ваальса, коэффициент  $K_{кр}$  должен иметь постоянное значение, но экспериментальные данные показывают, что для большинства реальных газов он весьма отличается от постоянного значения. Это лишнее подтверждает, что уравнение Ван-дер-Ваальса правильно описывает только качественные особенности свойств газообразных веществ.

До открытия критического состояния газы пытались превращать в жидкость только путем увеличения давления, а так как эти попытки проводились при комнатной температуре, успеха они не имели.

Опыты показали, что для превращения газа в жидкость, его необходимо сначала охладить до температуры ниже критической, и только после этого, сжатием по изотерме, превратить в жидкость. Это наглядно видно из графических зависимостей, показанных на рис. 3.47.

Поверхность, показанная на рис. 3.47, не может быть описана одним только уравнением состояния и должна строиться на основании экспериментальных данных.

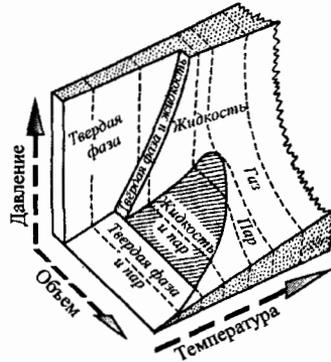


Рис. 3.47. Поверхность состояний вещества, построенная по экспериментальным данным

### 3.9.4. Другие уравнения состояния реального газа

Учитывая то обстоятельство, что уравнение Ван-дер-Ваальса дает значительные погрешности в области двухфазного состояния веществ, многие ученые пытались скорректировать это уравнение введением дополнительных зависимостей, учитывающие переменность коэффициентов  $a$  и  $b$ . Однако эти зависимости не смогли существенно расширить область его применения.

В 1939 г. М. П. Вукалович и И. И. Новиков предложили новое универсальное уравнение состояния реальных газов, качественно отличающееся от уравнения Ван-дер-Ваальса. При выводе этого уравнения авторы учиты-

Таблица 3.7

Уравнение	Вириальный коэффициент		
	$A(T)$	$B(T)$	$C(T)$
Клаузиуса $p(V_n - b) = RT$	$RT$	$RTb$	$RTb^2$
Ван-дер-Ваальса $\left(p + \frac{a}{V_n^2}\right) \cdot (V_n - b) = RT$	$RT$	$RTb - a$	$RTb^2$
Идеальный газ $pV_n = RT$	$RT$	0	0

вали явление слабой ассоциации молекул под влиянием межмолекулярных сил взаимодействия.

При явлении ассоциации происходит объединение отдельных молекул в группы, состоящие из двух, трех, четырех одиночных молекул и более. Следовательно, под ассоциацией понимается простое механическое объединение двух, трех, четырех и более молекул в одну сложную часть, которая в некоторых отношениях ведет себя как самостоятельная газовая частица. Совокупность однородных газовых частиц, образующихся в результате ассоциации молекул, можно рассматривать как обычный газ, а любой реальный газ рассматривать как смесь нескольких газов, частицами которых являются одиночные, двойные, тройные и более группы молекул. Эти газы находятся в постоянном взаимодействии друг с другом, и каждый из них достаточно точно следует уравнению Ван-дер-Ваальса. В наиболее простой форме, когда учитываются лишь двойные комплексы, уравнение Вукаловича-Новикова имеет следующий вид:

$$\left(p + \frac{a}{V_n^2}\right) \cdot (V_n - b) = RT \left(1 - \frac{c}{V_n T^{(3+2m)/2}}\right), \quad (3.192)$$

где  $a$ ,  $b$  — постоянные в уравнении Ван-дер-Ваальса;  $c$ ,  $m$  — постоянные, определяемые экспериментально.

Проблемой исследования свойств макроскопических систем занимается статистическая физика, которая дает возможности обосновать общий вид уравнения состояния реального газа.

Часто оказывается удобным разложить правую часть уравнения состояния идеального газа (3.122) для 1 моль вещества в степенной ряд:

$$pV_n = A(T) + \frac{B(T)}{V_n} + \frac{C(T)}{V_n^2} + \dots, \quad (3.193)$$

где  $A(T)$ ,  $B(T)$ ,  $C(T)$  — коэффициенты, зависящие от температуры.

Ряд (3.193) называется уравнением состояния реального газа в *вириальной форме*. Задача состоит в определении коэффициентов  $A(T)$ ,  $B(T)$ ,  $C(T)$ . В табл. 3.7 даны значения этих коэффициентов для рассмотренных уравнений состояния.

Таким образом, члены этого ряда, начиная со второго, можно рассматривать как поправки, описывающие отклонение поведения реального газа от поведения идеального газа. Вириальный коэффициент  $B(T)$  учитывает парные взаимодействия молекул, а  $C(T)$  — взаимодействие трех молекул и т. д.

Заметим, что в пределе низких давлений объем  $V_n$  любого газа становится очень большим, так что все члены, начиная со второго, стремятся к нулю, даже если  $B(T)$  и  $C(T)$  конечны. Следовательно, вириальное уравнение приближается к уравнению идеального газа по мере того, как поведение реального газа приближается к поведению идеального газа.

### Вопросы для самоконтроля

1. Перечислите параметры состояния идеального газа. Приведите примеры их использования в инженерной практике.
2. Сформулируйте и поясните условия равновесия термодинамической системы.
3. Сформулируйте и поясните смысл нулевого закона термодинамики.
4. Запишите и поясните уравнение состояния идеального газа в различных формах.
5. Поясните физический смысл основных газовых законов. Приведите примеры их проявления в повседневной деятельности и инженерной практике.
6. Закон Авогадро. Поясните его физический смысл.
7. Запишите и поясните уравнение Ван-дер-Ваальса.
8. Каким образом можно перевести вещество из газообразного состояния в жидкое состояние.

# ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ КАК ВСЕОБЩАЯ ФОРМА ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

## 4.1. ПОНЯТИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА. РАВНОВЕСНЫЕ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Как известно, термодинамическая система может находиться в равновесном или неравновесном состоянии. Предметом изучения технической термодинамики являются равновесные системы. В последнее время интенсивно разрабатывается теория неравновесных систем.

Для оценки равновесных состояний системы используются следующие параметры:

- давление ( $p$ );
- объем ( $V$ );
- температура ( $T$ );
- количество ( $n$ ) или масса ( $m$ ).

Каждому равновесному состоянию соответствуют определенные значения указанных параметров.

Если система является изолированной (отсутствуют любые взаимодействия с окружающей средой), то ее параметры остаются все время неизменными (их значения не меняются). Графически равновесное состояние системы в координатах  $p - V - T$  (давление — объем — температура) изображается точкой. Точки  $A_1, A_2, \dots, A_6$  на рис. 4.1 отражают состояние термодинамической системы в различные моменты времени.

Так как параметры изолированной системы с течением времени не изменяются (в противном случае система была бы не изолированной), то и в окружающей среде не происходит изменений. Система (изучаемый объект) и окружающая среда (все, что находится вне границ изучаемой системы) энергетически не взаимодействуют. Примером изолированной термодинамической системы может служить газ (вещество), помещенный в идеальный термос. Из повседневного опыта известно, что чай в термосе все равно остынет по истечении некоторого времени. Этот пример позволяет уяснить, что абсолютно изолированных систем в природе нет. Если оставить горячую воду в обычном сосуде, она очень быстро остынет. Такая же горячая вода в термосе будет остывать очень медленно. Благодаря свойствам термоса тепловое взаимодействие воды с окружающей средой сильно замедляется, поэтому на сравнительно коротком промежутке времени можно считать, что такая система (вода в термосе) является изолированной.

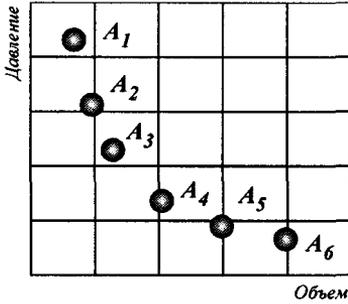


Рис. 4.1. Состояние термодинамической системы в различные моменты времени

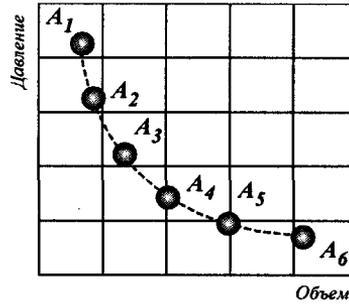


Рис. 4.2. Последовательный переход термодинамической системы из начального состояния в конечное

Если к этому вопросу подходить строго, то в природе нет изолированных систем. Мы только искусственно пытаемся создать такие системы в необходимых случаях. Установлено, что живая и неживая природа существует благодаря энергетическому взаимодействию между телами (системами) и окружающей их средой. Благодаря такому взаимодействию существует человечество. Известно, что система может обмениваться энергией с окружающей средой в форме теплоты или работы (открытые и закрытые системы). Благодаря обмену энергией параметры состояния термодинамической системы изменяются. Следовательно, система (изучаемый объект) в результате энергетического взаимодействия с окружающей средой будет переходить из одного состояния в другое. Численные значения параметров в результате перехода системы из одного состояния в другое будут изменяться. Например, газ в состоянии  $A_1$  (рис. 4.2) имеет параметры  $p_1, V_1, T_1$ , а в состоянии  $A_6$  —  $p_6, V_6, T_6$ . Естественно, что газ из состояния  $A_1$  перешел в состояние  $A_6$  постепенно.

Если мы будем измерять параметры состояния газа через бесконечно малые промежутки времени ( $\Delta t \rightarrow 0$ ), то точки, соответствующие определенным значениям параметров, на графике будут располагаться одна возле другой на бесконечно малом расстоянии. Большая совокупность таких точек свидетельствует о том, что система (газ) последовательно переходит из одного состояния в другое. Чем короче промежутки времени  $\Delta t$  между измерениями параметров состояния системы, тем ближе одна к другой будут располагаться точки в пространственной системе координат. Эти точки будут располагаться в пространстве на некоторой поверхности, которую иногда называют поверхностью состояний. Такая поверхность показывает, что параметры состояния системы могут изменяться непрерывно.

Последовательный переход системы из одного состояния в другое называется *процессом* (*термодинамическим процессом*). Изменение состояния системы происходит в результате ее взаимодействия с окружающей средой. В термодинамическом процессе происходит непрерывный обмен энергией между системой и окружающей средой. Для того чтобы между системой и окружающей средой происходило энергетическое взаимодействие необходимо, чтобы между значениями параметров системы и окружающей среды существовала некоторая разность (называемая иногда разностью

потенциалов). Если параметры системы и окружающей среды одинаковые, то система и окружающая среда находятся в состоянии равновесия. Следовательно, для того, чтобы между системой и окружающей средой существовало энергетическое взаимодействие, необходимо нарушить состояние равновесия между ними. Таким образом, чтобы вызвать энергетическое взаимодействие между системой и окружающей средой, необходимо вызвать нарушение равновесия между системой и окружающей средой. Однако нарушение равновесия между системой и окружающей средой вызывает нарушение равновесия внутри самой изучаемой термодинамической системы. Это нарушение равновесия внутри системы тем больше, чем интенсивнее взаимодействуют система и окружающая среда. Таким образом, процесс взаимодействия системы и окружающей среды вызывает нарушение внутреннего равновесия в системе. Термодинамический процесс, протекающий с нарушением внутреннего равновесия в термодинамической системе, называется *неравновесным*.

Представим себе сосуд с водой, установленный на электрической плитке. Плитка не включена. Температура плитки (ее мы относим к окружающей среде) и воды в сосуде (вода относится к рассматриваемой термодинамической системе) равны ( $T_{\text{плитки}} = T_{\text{воды}}$ ). При выключенной плитке между ней и водой (рассматриваемой системой) не существует энергетического взаимодействия. Температура воды в различных местах сосуда одинакова.

Включим электроплитку. Температура электроплитки будет превышать температуру воды в сосуде, т. е., возникнет разность потенциалов. Между плиткой и водой возникнет тепловое взаимодействие (будет происходить процесс передачи энергии от плитки к воде). Температура воды будет непрерывно увеличиваться. Если установить несколько термометров в различных частях сосуда, то окажется, что температура воды в различных местах будет неодинаковой. Можно предположить, что наибольшую температуру вода будет иметь в месте контакта сосуда с электроплиткой. Так как температура воды в различных местах сосуда в процессе нагрева будет различной, то это приведет к возникновению тепловых потоков между различными частями воды (внутри изучаемой системы). Следовательно, система (вода) внутри себя находится в неравновесном состоянии. Такой процесс передачи энергии называют неравновесным.

Полное описание неравновесных процессов методами термодинамики невозможно, так как в системе происходят изменения чрезвычайно сложного характера. При этом, ввиду внутреннего неравновесного состояния системы, нельзя использовать уравнение состояния идеального газа для выражения связи между параметрами состояния.

Тем не менее, если процесс взаимодействия между системой и окружающей средой происходит относительно медленно и в системе в любой момент времени успевает установиться равновесное состояние, то такой процесс взаимодействия называют *равновесным*. В противном случае он называется неравновесным. Если подходить очень строго к оценке характера протекания процессов в природе, то все они являются неравновесными. Равновесный процесс представляет собой научную абстракцию, идеализацию, т. е. прием научного мышления и исследования, с помощью которого удастся приблизиться к пониманию сущности физических явлений.

Равновесные состояния системы (тела) в пространственной системе координат  $V-p-T$  изображаются точками, а равновесный процесс — линией. Если один из параметров все время остается постоянным, то равновесные состояния можно изобразить в виде точек на плоскости  $V-p$  (рис. 4.1),  $V-T$  или  $p-T$ , а равновесный процесс — в виде линии на той же плоскости (рис. 4.2). Неравновесные состояния и процессы нельзя изобразить в виде точек и линий соответственно.

Говорят, что для осуществления равновесного процесса параметры системы должны меняться физически очень медленно (относительно медленно). Этот термин означает следующее. Если система выведена из состояния равновесия, то, будучи предоставлена самой себе, она через некоторое время, называемое *временем релаксации*, снова придет в состояние равновесия. В газе, например, давление выравнивается быстро, так как время релаксации равно  $1 \cdot 10^{-16}$  секунды. Если при взаимодействии системы с окружающей средой давление изменяется во много раз медленнее, чем в процессе релаксации, то практически систему в каждый момент времени можно считать равновесной.

Поясним этот факт с помощью примера. Пусть в цилиндре с подвижным поршнем находится некоторое количество газа (объект нашего изучения). Быстро переместим поршень на некоторое расстояние, уменьшив объем цилиндра (объем газа быстро уменьшится). При движении поршня смещаются слои газа, находящиеся непосредственно у его плоскости. У плоскости поршня возникает волна давления. Это означает, что непосредственно у поршня давление газа больше, чем на некотором расстоянии от него. Следовательно, такой процесс сжатия можно считать неравновесным. Однако в течение  $10^{-16}$  секунды давление в различных местах цилиндра выравнивается. По сравнению со временем выравнивания давления (временем релаксации) время движения поршня является очень большим. Можно считать, что поршень движется относительно медленно и процесс сжатия газа происходит тоже медленно. В этом случае каждое промежуточное состояние системы приближенно (с малой погрешностью) можно считать равновесным (статическим) или квазистатическим (от латинского «квази» — почти). Значит и процесс перехода системы из одного состояния в другое можно считать равновесным, или квазистатическим. В дальнейшем мы будем рассматривать только равновесные (квазистатические) процессы.

Квазистатический процесс обладает важной особенностью: если воздействие внешней среды изменилось на малую величину, но в противоположном направлении, то процесс взаимодействия между системой и средой также меняет направление. Так, если внешнее давление на поршень цилиндра с газом на малую величину больше давления газа в цилиндре, газ сжимается. Если внешнее давление на поршень на малую величину меньше давления газа в цилиндре, газ расширяется. Таким образом, меняя на очень малые величины значения параметров, можно осуществить тот или иной процесс так, что он будет квазистатическим.

Представим себе термодинамическую систему, состоящую из газа, помещенного в цилиндр с подвижным поршнем. Границами системы являются внутренние стенки цилиндра и поршня. Если давление окружающей среды  $p_0$ , действующее на поршень с внешней стороны, меньше давления газа  $p_г$ , действующего на поршень с внутренней стороны, на бесконечно малую

величину ( $p_0 - p_r \rightarrow -0$ ), то газ будет расширяться (объем газа увеличивается), проходя через ряд равновесных состояний  $A_1 - A_6$  (рис. 4.3) в прямом направлении. Если давление газа  $p_r$ , находящегося в цилиндре, меньше давления окружающей среды  $p_0$  на бесконечно малую величину ( $p_0 - p_r \rightarrow +0$ ), то газ (система) будет сжиматься (объем газа уменьшается). В этом случае процесс сжатия газа будет проходить через ряд тех же равновесных состояний  $A_6 - A_1$  (рис. 4.3), но в обратном направлении.

Таким образом, *обратимым процессом* называется такой термодинамический процесс, который протекает через одни и те же равновесные состояния как в прямом направлении  $A_1 - A_6$ , так и в обратном направлении  $A_6 - A_1$ . По завершении этих равновесных процессов в рабочем теле (системе) и окружающей его среде не происходят никакие остаточные изменения.

Так, при расширении (процесс  $A_1 - A_6$ ; рис. 4.3) объем газа увеличивается. Увеличение объема газа означает, что в рассматриваемой системе (газе) происходят изменения (изменяется параметр состояния газа — объем). Эти изменения в термодинамической системе вызывают изменения в окружающей среде (изменяется положение поршня). Изменения в рассматриваемой системе могут произойти только в результате энергетического взаимодействия с окружающей средой. При сжатии (процесс  $A_6 - A_1$ ) происходят изменения, как в системе, так и в окружающей среде, но в обратном направлении (поршень опускается, а объем газа уменьшается). В результате двух этих взаимно обратных процессов система возвращается в исходное состояние. Процессы, не удовлетворяющие этому условию, называются необратимыми.

Обратимый процесс в обратном направлении восстанавливает первоначальное состояние, как термодинамической системы, так и окружающей среды. Необратимый процесс в прямом направлении проходит через одни состояния, а в обратном направлении — через другие состояния. В обратном направлении не восстанавливается первоначальное состояние термодинамической системы и окружающей среды. Любой процесс, сопровождаемый трением и завихрением, является необратимым, так как при этом часть работы превращается в теплоту, которая нагревает окружающую среду, и в ней происходят остаточные изменения. Все процессы передачи теплоты от нагретых тел к холодным при конечной разности температур также являются необратимыми, так как известно, что обратный переход энергии в форме теплоты от холодных тел к горячим телам без затраты энергии извне (т. е., без остаточных изменений в окружающей среде) невозможен. Таким образом, основные условия осуществления обратимого процесса таковы:

- тепловое и механическое равновесие, т. е. равенство температур и давлений рабочего тела и окружающей среды в каждом состоянии процесса (условие внешней обратимости);
- отсутствие трения, завихрения и других односторонне направленных процессов (условие внутренней обратимости).

Обратимые процессы в чистом виде в природе и технике не встречаются, так как реальные процессы всегда протекают с конечными скоростями и с конечными разностями температур и в рабочем теле (системе) не успевают установиться равновесные состояния.



Рис. 4.3. График протекания обратимого процесса

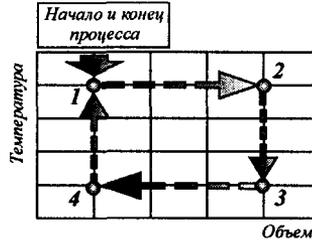


Рис. 4.4. Схема протекания прямого кругового процесса



Рис. 4.5. Условная схема протекания прямого кругового процесса



Рис. 4.6. Условная схема протекания обратного кругового процесса

Тем не менее, изучение обратимых процессов играет большую роль, так как многие реальные процессы близки к ним. Кроме того, обратимые процессы приводят к максимальной эффективности преобразования энергии в тепловых машинах и служат мерой сравнения и оценки эффективности реальных необратимых процессов.

В природе и технике существует реальная возможность создания условий, при которых рабочее тело (система) последовательно совершает несколько термодинамических процессов и в конце их возвращается в исходное состояние. Такая последовательность обратимых термодинамических процессов, в результате протекания которых система возвращается в исходное состояние, называется *круговым процессом* (рис. 4.4), или *термодинамическим циклом*.

Циклы могут различаться по направлению, температурному уровню, конфигурации и другим признакам. Циклы по направлению протекания условно разделяют на *прямые* (рис. 4.4 и 4.5) и *обратные* (рис. 4.6).

Любой цикл состоит из процессов подвода и отвода энергии в форме теплоты, а также процессов расширения и сжатия. При этом система (рабочее тело) совершает работу над окружающей средой или наоборот, окружающая среда совершает работу над термодинамической системой.

Таким образом, в термодинамическом цикле всегда участвует система тел, включающая:

- два источника теплоты (высокотемпературный и низкотемпературный);
- рабочее тело (термодинамическую систему);
- окружающую среду.

Высокотемпературный источник теплоты называют *нагревателем* (иногда верхним источником теплоты), а низкотемпературный источник теплоты — *холодильником* (иногда нижним источником теплоты).

Примерами циклически работающих машин являются паровые машины Т. Ньюкомена, Т. Севери, Д. Папена, Д. Уатта, И. И. Ползунова, а также тепловые двигатели Р. Стирлинга, Д. Эриксона, современные танковые, автомобильные, судовые, авиационные двигатели.

Обратимые круговые процессы составляют основу теоретических циклов тепловых двигателей и холодильных машин. Сравнение эффективности реальных (необратимых) циклов с эффективностью теоретических (обратимых) циклов может служить мерой совершенства процессов, протекающих в реальных условиях. С изучением круговых процессов в термодинамике удастся вскрыть целый ряд закономерностей. Вследствие этого можно говорить о методе круговых процессов, как методе исследования в термодинамике.

## **4.2. РАБОТА КАК СПОСОБ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ. РАБОТА ИЗМЕНЕНИЯ ОБЪЕМА (ДЕФОРМАЦИОННАЯ РАБОТА). РАБОЧАЯ ДИАГРАММА**

### **4.2.1. Работа как способ передачи энергии**

Ранее нами уже рассматривались некоторые аспекты механического взаимодействия тел, осуществляющегося посредством совершения работы. Мы установили, что работа — это один из способов передачи энергии. Одно тело может передавать энергию другому телу посредством механической работы. Работа — это энергия в переходе. Работа — это количественная мера взаимодействия тел. Она показывает количество энергии, которым обмениваются тела в результате механического взаимодействия. Работа всегда связана с процессом. Если энергия способна «запасаться», то работа не может быть связана с этим понятием, так как она не может «запасаться».

Поясним этот факт на некотором воображаемом примере. Пусть имеются два тела, например, ведра, наполненные водой. Поставим себе вопрос: «Сколько теплоты накоплено водой в каждом ведре?» Пусть ведра находятся в неподвижном состоянии. В этом случае потенциальная и кинетическая энергия воды в ведрах на уровне поверхности равна нулю. Нам известно, что молекулы воды совершают хаотическое движение. В этом случае утверждают, что вода в ведрах располагает запасом внутренней энергии, но не теплоты. Нагреем воду в обоих ведрах и ответим на этот же вопрос. Ответ вновь будет аналогичен предыдущему — внутренняя энергия воды в ведрах увеличилась, но теплота в воде не накопилась. О теплоте можно вести речь только в процессе нагрева воды. После прекращения нагрева воды процесс передачи энергии прекращается, поэтому вести речь о теплоте не имеет смысла. Таким образом, поставленный выше вопрос является не совсем корректным.

О теплоте можно вести речь, когда энергия передается от одного тела к другому, но не в механической форме. Терминами «теплота» и «работа» конкретизируют форму передачи энергии.

Ранее мы рассмотрели два вида (формы) механической энергии — кинетическую и потенциальную. Первая обусловлена движением тела, а вторая — его положением. Однако есть многие примеры, когда неподвижные в пространстве тела могут взаимодействовать с окружающей средой посредством работы. Так, газ в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 4.7) способен при нагревании расширяться и перемещать поршень.

Газ будет совершать работу против внешних сил (веса поршня  $G_{\text{п}}$  и силы  $P_0$  давления окружающей среды). В данном случае внешними силами являются силы, препятствующие перемещению поршня (в ДВС — это силы, создающие момент сопротивления вращению коленчатого вала со стороны нагрузки). Теперь мы более подробно остановимся на определении работы и способах ее измерения. Важно уметь вычислять количество работы (точнее — количество энергии, переданной в форме работы), которое может быть произведено или которое требуется, независимо от того, каким способом и какой ценой она выполнена. Особое внимание мы уделим вычислению работы, производимой в процессе расширения газа. Этот процесс используется во всех тепловых машинах, имеющих практическое значение; именно за счет него человечество получает большую часть энергии в механической форме, столь необходимой в наш технический век.

Необходимо помнить, что работа и теплота — это энергия в обычном понимании, но которая передается от одного тела к другому. Эти термины конкретизируют форму передачи энергии в процессе взаимодействия тел, т. е. указывают на то, что энергия передается в результате механического или теплового взаимодействия.

Из курса физики известно, что для передачи энергии в форме работы к телу необходимо приложить внешнюю силу  $F$ , под действием которой оно должно переместиться на некоторое расстояние  $L$  (рис. 4.8). Энергия, передаваемая в форме работы, определяется по формуле

$$\Delta E = W = FL \cos \alpha,$$

где  $\Delta E$  — изменение энергии тела;  $W$  — работа, совершаемая над рассматриваемым телом;  $F$  — сила, приложенная к телу;  $L$  — перемещение тела под

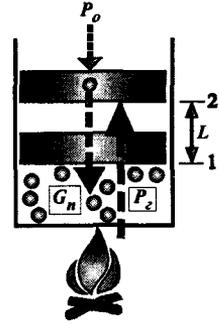


Рис. 4.7. Расширение газа при постоянном давлении

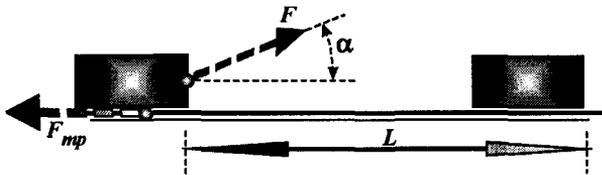


Рис. 4.8. Передача энергии телу путем совершения работы

действием приложенной силы  $F$ ;  $\alpha$  — угол между направлением действия силы  $F$  и перемещением тела  $L$ .

Если сила или перемещение равны нулю, то в соответствии с зависимостью (4.1) работа по перемещению тела также равна нулю.

Передачу энергии от одного тела к другому, связанную с изменением объема рабочего тела (системы), с перемещением его во внешнем пространстве или с изменением его положения, называют работой. В производстве работы всегда участвуют не менее двух тел. Первое тело, производящее работу, отдает энергию, второе тело получает эту энергию.

Совершаемая газом работа при расширении зависит от изменения параметров его состояния  $p, V, T, m, (n)$ .

Выясним, как можно вычислить работу, совершаемую в очень простом и часто встречающемся термодинамическом процессе — изменении объема газа (например, когда происходит его расширение или сжатие). Процесс изменения объема газа в некотором роде подобен процессам сжатия и растяжения пружины. Работа газа, выполняемая путем изменения его объема, называется *деформационной* (*термодформационной*).

#### 4.2.2. Работа изменения объема газа при постоянном давлении

Пусть некоторое количество газа заключено в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 4.7). Напомним, всегда следует тщательно определять, что представляет собой рассматриваемая система. В данном случае в качестве системы выберем газ (он является объектом нашего исследования), поэтому стенки сосуда и поршень отнесем к окружающей среде. Вычислим работу, совершаемую газом при его квазистатическом («почти статическом») расширении. Под квазистатическим процессом будем понимать процесс, который протекает относительно медленно (в идеальном случае — с бесконечно малой скоростью), что позволяет системе проходить через последовательность бесконечно близких равновесных состояний. При этом давление  $p$  и температуру  $T$  газа можно определить в любой момент времени из уравнения состояния

$$\left. \begin{aligned} pV &= nRT \\ pV &= mR_0T \end{aligned} \right\}, \quad (4.2)$$

так как система (газ) последовательно проходит через равновесные состояния.

Так как количество газа в цилиндре не изменяется, данная система является закрытой. Следовательно, в соотношениях (4.2)  $n = idem$  и  $m = idem$ .

Пусть в начальный момент времени газ энергетически не взаимодействует с окружающей средой. Тогда его параметры  $p, V, T$  с течением времени не изменяются. Поршень действует на газ с силой, равной сумме силы тяжести поршня  $G_p$  и силы атмосферного давления  $P_0$ . Так как поршень находится в неподвижном состоянии, то в соответствии с третьим законом Ньютона со стороны системы (газа) на поршень действует сила давления  $P_r$ , численно равная сумме сил тяжести поршня  $G_p$  и атмосфер-

ного давления  $P_0$ , т. е.

$$P_r = G_n + P_0. \quad (4.3)$$

Силу давления газа  $P_r$  можно выразить через давление газа  $p$  и площадь поршня  $A$

$$P_r = pA. \quad (4.4)$$

Сила  $G_n$  является внешней силой по отношению к рассматриваемой термодинамической системе, поэтому не зависит от состояния газа. Она определяется лишь силой гравитационного взаимодействия между поршнем и Землей. Аналогично, сила атмосферного давления  $P_0$  также является внешней силой. Она зависит только от давления окружающей среды  $p_0$ . Сила давления газа  $P_r$  является внутренней силой и возникает она в данном случае как реакция на действие силы тяжести  $G_n$  и силы атмосферного давления  $P_0$ . Эти две силы в состоянии покоя поршня взаимно уравновешивают друг друга, т. е.

$$pA = G_n + P_0, \quad (4.5)$$

где  $p$  — абсолютное давление газа;  $A$  — площадь поршня;  $G_n$  — сила тяжести поршня;  $P_0 = p_0 A$  — сила давления окружающей среды (атмосферы);  $p_0$  — давление окружающей среды (барометрическое давление).

Предположим, что при взаимном перемещении поршень не будет испытывать действия силы трения (неконсервативной силы), возникающей в реальных условиях между поршнем и стенками цилиндра. Напомним, что сила трения вызывает диссипацию (рассеяние) энергии. Следовательно, в данном случае потерь энергии не будет. Сообщим газу некоторое количество теплоты путем его нагревания. По мере нагревания температура газа  $T$  будет увеличиваться, что должно вызвать увеличение правой части выражений (4.2). Для анализа перепишем соотношение (4.5) в следующем виде:

$$pA = G_n + p_0 A. \quad (4.6)$$

Так как правая часть в соотношении (4.6) есть величина постоянная ( $G_n = idem$ ;  $p_0 = idem$ ;  $A = idem$ ), то его левая часть тоже должна оставаться постоянной ( $pA = idem$ ). Следовательно, в процессе нагревания давление газа в цилиндре должно оставаться постоянным ( $p = idem$ ), так как  $A = idem$ .

В левой части системы уравнений (4.2) при нагревании газа может увеличиваться только его объем  $V$ . В этом случае газ будет расширяться при постоянном давлении ( $p = idem$ ).

Если продолжать нагревать газ, поршень будет непрерывно перемещаться. Через определенный промежуток времени прекратим нагревание газа. Перемещение поршня прекратится, так как объем газа не будет увеличиваться. Таким образом, в процессе нагревания поршень переместится на некоторое расстояние  $L$ . Напомним, что термодинамической системой является газ, а окружающей средой — цилиндр с подвижным поршнем. В результате теплового взаимодействия произошли изменения, как в системе, так и в окружающей среде. Параметры системы (объем и температура) изменились. Система (газ) получила энергию в виде теплоты из окружающей среды (от нагревателя). Внутренняя энергия окружающей среды уменьшилась на отобранное от нагревателя (рис. 4.7) некоторое количество теплоты, которое было передано системе (газу). Газ (система)

совершил работу, подняв поршень на некоторую высоту  $L$  над Землей. Полученная от окружающей среды энергия в виде теплоты системой была преобразована в механическую энергию, переданную окружающей среде в виде работы по перемещению поршня в поле действия гравитационных сил Земли (потенциальная энергия поршня, относящегося к окружающей среде, возросла).

Это означает, что рабочее тело (газ) получило энергию от окружающей среды в форме теплоты. Внутренняя энергия газа возросла, но эта же внутренняя энергия газа была передана окружающей среде в форме работы. Нетрудно заметить, что с помощью цилиндра, заполненного газом, и подвижного поршня можно преобразовать один вид энергии в другой. Так, внутренняя энергия нагревателя была передана термодинамической системе (газу) в форме теплоты. Затем, благодаря расширению газа, часть этой энергии была возвращена в окружающую среду в форме работы (в механической форме).

Этот пример позволяет заметить, что рабочее тело выступает «посредником» в преобразовании невидимой формы энергии (внутренней) в ее видимую форму (потенциальную и кинетическую) и наоборот. Следовательно, рабочее тело получает один вид энергии из окружающей среды и возвращает ее в окружающую среду в другом виде (форме). Например, в двигателе внутреннего сгорания рабочее тело (атмосферный воздух, поступающий в цилиндры) получает из окружающей среды энергию в форме теплоты (окисляется топливо, поступающее из окружающей среды). Затем оно уже отдает энергию в окружающую среду в форме работы (перемещает поршень) и теплоты (часть энергии уносится с отработавшими газами). Рабочее тело в двигателе выступает как бы преобразователем энергии. Теплота, уносимая отработавшими газами, представляет собой потери внутренней энергии, не преобразуемые в механическую работу перемещения поршней двигателя. Реально хотелось бы всю подводимую к газу в форме теплоты энергию посредством работы преобразовать в механическую энергию, но этого не получается в тепловом двигателе.

В двигателе рабочее тело совершает круговой (циклический) процесс, а в таком процессе нельзя полностью преобразовать подводимую в форме теплоты энергию в механическую энергию посредством совершения работы. В этом мы убедимся в дальнейшем.

Определим работу расширения газа при постоянном давлении. Если газу (рис. 4.7) сообщить бесконечно малое количество энергии в форме теплоты  $\delta Q$ , то его температура изменится на бесконечно малую величину  $dT$ . Газ расширится на бесконечно малую величину  $dV$ . Перемещение поршня будет бесконечно малым  $dL$ . В соответствии с уравнением (4.1), при сообщении газу бесконечно малого количества тепла (энергии)  $\delta Q$ , работа внешних сил по перемещению поршня будет равна  $\delta W_{\text{вн}} = (G_{\text{п}} + P_0) \cos \alpha dL$ . Интегрируя это выражение, получим работу (энергию), затраченную на перемещение поршня в конечном процессе:

$$W_{\text{вн}} = \int_1^2 (G_{\text{п}} + P_0) \cos \alpha dL, \quad (4.7)$$

где 1, 2 — индексы, означающие соответственно начальное и конечное положения поршня;  $G_n$  — сила тяжести поршня;  $P_o$  — сила атмосферного давления, приложенная к поршню;  $\alpha$  — угол между направлением вектором внешней суммарной силы ( $G_n + P_o$ ) и вектором перемещения  $L$ ;  $dL$  — элементарное перемещение поршня.

Так как суммарная сила ( $G_n + P_o$ ) направлена вниз (она стремится сжать газ в цилиндре), а вектор элементарного перемещения поршня  $dL$  направлен вверх (газ при нагревании расширяется), угол между их направлениями равен  $180^\circ$ , поэтому  $\cos \alpha = \cos 180^\circ = -1$ . После интегрирования выражения (4.7) получим

$$W_{\text{вн}} = -(G_n + P_o)L. \quad (4.8)$$

Проанализируем выражение (4.8). Правая часть в выражении (4.8) содержит знак «минус», что указывает на то, что в процессе расширения газа внешними силами над поршнем совершена отрицательная работа. Но работа — это энергия, которая никогда не бывает отрицательной. Выясним смысл знака в выражении (4.8). Выражение (4.8) позволяет определить работу, совершаемую внешней силой ( $G_n + P_o$ ). Однако эта внешняя сила работу не совершает. Она не перемещает поршень. Поршень фактически перемещается под действием силы давления газа  $P_r$ . Эта сила направлена вверх (рис. 4.7) и ее направление совпадает с направлением перемещения. Определим работу силы давления газа

$$W_r = P_r L \cos \alpha = pAL \cos \alpha,$$

где  $W_r$  — работа силы давления газа (количество энергии, передаваемой термодинамической системой внешней среде (поршню));  $P_r$  — сила давления газа (термодинамической системы);  $p$  — давление газа;  $A$  — площадь поршня;  $L$  — перемещение поршня.

В общем случае работа силы давления газа равна

$$W_r = \int_1^2 P_r \cos \alpha dL.$$

Так как направления векторов силы  $P_r$  и перемещения  $L$  совпадают,  $\cos \alpha = \cos 0^\circ = 1$ . В этом случае последнее выражение примет вид

$$W_r = \int_1^2 P_r \cos \alpha dL = \int_1^2 pA \cos \alpha dL = A \int_1^2 p dL.$$

Так как  $A > 0$ ,  $p > 0$ ,  $dL > 0$ , работа, совершаемая газом при расширении, положительна.

При нагревании газа происходит непрерывное нарушение равновесия, описываемого выражением (4.6). Если температура газа увеличивается, его давление стремится увеличиться. В этом случае сила давления газа  $P_r$  превышает внешнюю силу ( $G_n + P_o$ ) на бесконечно малую величину  $P_r - (G_n + P_o) \rightarrow +0$ .

Если сила  $P_r$  превышает силу  $(G_n + P_o)$  на бесконечно малую величину, то поршень перемещается вверх (рис. 4.7), компенсируя увеличение давления газа  $p$ . Объем газа увеличивается.

Так как в процессе нагрева газа постоянно выполняется условие  $P_r - (G_n + P_o) \rightarrow +0$ , то можно записать, что  $P_r \approx G_n + P_o$ . Это означает, что зависимость (4.8) можно записать в следующем виде:

$$W_{\text{вн}} = W_r = -(G_n + P_o)L = P_r L.$$

Сила  $(G_n + P_o)$  направлена вниз (рис. 4.7), а поршень перемещается вверх, следовательно, эта сила работу не совершает. Работу совершает сила давления газа  $P_r$ , направление действия которой совпадает с направлением перемещения поршня. Таким образом, знак минус в выражении (4.8) для определения работы указывает на то, что в рассматриваемом случае работу совершает не внешняя сила, а термодинамическая система (газ).

Последнее выражение позволяет утверждать, что работу  $W_r$ , совершаемую рассматриваемой термодинамической системой, можно определить по изменению параметров внешней среды  $W_{\text{вн}} = -(G_n + P_o) \cdot L$  или по изменению параметров самой термодинамической системы

$$W_r = P_r L = pAL = p\Delta V, \quad [AL = \Delta V; \quad p = \text{idem}].$$

Так как в данном случае не действуют неконсервативные силы (например, сила трения), приводящие к диссипации энергии, то работа силы тяжести равна изменению потенциальной энергии поршня с учетом постоянной составляющей силы атмосферного давления, т. е.

$$\Delta E_n = -W_{\text{вн}} = (G_n + P_o)L. \quad (4.9)$$

Зная численные значения величин, входящих в формулу (4.9), можно определить работу, совершаемую газом над поршнем против сил тяжести  $G_n$  и силы атмосферного давления  $P_o$ . С другой стороны, ввиду того, что процесс расширения газа осуществляется относительно медленно (квазистатически) и выполняется условие  $P_r \approx G_n + P_o$ , работу расширения газа можно определить по формуле

$$W_r = P_r L = pAL. \quad (4.10)$$

Произведение площади поршня  $A$  на его перемещение  $L$  равно изменению объема цилиндра (газа) на величину  $\Delta V$  (рис. 4.7), т. е.  $\Delta V = V_2 - V_1 = AL$ . Тогда работу расширения газа можно определить по параметрам состояния системы (газа)

$$W_r = p \cdot \Delta V, \quad [p = \text{idem}]. \quad (4.11)$$

Рассмотрим соотношения (4.9) и (4.10) совместно. Если со стороны окружающей среды на рабочее тело не действуют никакие силы ( $G_n = 0$ ;  $P_o = 0$ ), то и сила давления газа будет равна нулю, т. е.  $P_r = 0$ . Такую ситуацию можно создать следующим образом. Изображенный на рис. 4.7 цилиндр с подвижным поршнем установим горизонтально (сила тяжести поршня в этом случае будет лишь прижимать поршень к стенке, т. е. горизонтальная составляющая этой силы равна нулю — газ под действием силы тяжести поршня не будет сжиматься). Вокруг цилиндра необходимо

откачать воздух  $P_o = p_o A = 0$ , так как  $p_o = 0$ . Это означает, что газ может свободно расширяться, не испытывая никакого сопротивления. Его давление равно нулю. Тогда, в соответствии с зависимостью (4.11), газ, свободно расширяясь, не совершает никакой работы. При этом никаких изменений в окружающей среде не происходит.

Рассмотрим другой пример — надувание воздушного шарика. В обычных условиях выдыхаемый человеком воздух совершает работу против силы упругости ( $F_y = -kx$ ) материала шарика и против силы атмосферного давления ( $P_o = p_o A = 0$ ). По мере увеличения объема шарика будут увеличиваться силы  $F_y$  и  $P_o$ , так как будут увеличиваться удлинение  $x$  материала шарика и его площадь поверхности  $A$ . Так как с увеличением диаметра шарика возрастают силы  $F_y$  и  $P_o$ , то и с внутренней стороны шарика также должна увеличиваться сила давления газа  $P_r = pA$ . Этот факт реально наблюдается. Здесь газ (рабочее тело) совершает работу против действия внешних сил:

$$W_{\text{ш}} = \int_{V_1}^{V_2} pA dV = \int_{V_1}^{V_2} (F_y + P_o) dV.$$

Если шарик изготовить из абсолютно неупругого материала ( $k = 0$ ;  $F_y = 0$ ) и вокруг него создать абсолютный вакуум ( $p_o = 0$ ;  $P_o = 0$ ), то при подаче внутрь бесконечно малого количества воздуха его размеры мгновенно увеличатся до бесконечности. Воздух в этом случае свободно расширится, не совершая работы.

Анализ зависимостей (4.9) и (4.11) позволяет сделать следующий вывод:

- работа расширения рабочего тела (системы) может быть определена как по изменению параметров окружающей среды, так и по изменению термодинамических параметров рабочего тела (системы).

Если изобразить процесс расширения газа графически (рис. 4.9) в координатах  $V - p$  (объем-давление), то не трудно заметить, что работа расширения газа  $W$ , определяемая по формуле (4.11), численно равна площади прямоугольника, ограниченного осью  $V$ , линиями (изохорами)  $V_1 = idem$ ,  $V_2 = idem$  и линией процесса  $p = idem$ , т. е.

$$W = \text{площадь фигуры } V_1 - 1-2-V_2-V_1.$$

Если определять элементарную работу газа  $\delta W$  при его бесконечно малом расширении  $dV = A \cdot dL$ , то формулу (4.11) удобно записать в виде

$$\delta W = p \cdot dV, \quad [p = idem], \quad (4.12)$$

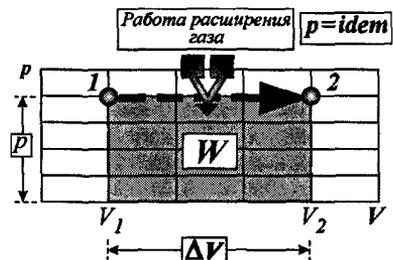


Рис. 4.9. Рабочая диаграмма изобарного процесса расширения

или

$$W = \int \delta W = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV = p \int_{V_1}^{V_2} dV, \quad [p = idem]. \quad (4.13)$$

Знак  $d$  (дифференциал) означает бесконечно малое изменение объема  $V$ . Его смысл проще можно истолковать так: материальное тело (независимо какое) всегда занимает какой-то объем  $V$ , который при определенных условиях (например, при нагревании) может измениться (на конечную  $\Delta V$  или бесконечно малую величину  $dV$ ).

Знак  $\delta$  означает не изменение работы, а ее бесконечно малое количество ( $\delta W$ ). Работа — это способ передачи энергии от одной системы (тела) к другой системе (телу). Она проявляется только в процессе энергетического взаимодействия. Если система и окружающая среда не взаимодействуют, работа равна нулю. Если система и среда энергетически взаимодействуют так, что в них происходят бесконечно малые изменения каких-либо параметров, то они могут передавать друг другу энергию в виде бесконечно малого количества работы  $\delta W$  или бесконечно малого количества теплоты  $\delta Q$ . Проще говоря, работа или есть, или ее нет. Не может изменяться то, чего нет.

Работу, связанную с изменением объема системы, можно вычислить, умножив давление ( $p = idem$ ) на изменение объема  $dV$ , даже в случае, когда мы имеем дело не с простым линейным расширением. Например, работа, выполненная в процессе надувания воздушного шара, равна произведению давления газа в шаре на изменение его объема независимо от формы шара. Вспомним, что при надувании шара газ играет двоякую роль. Он не только преодолевает атмосферное давление, которое создает направленную внутрь силу, приложенную к оболочке шара, но и растягивает саму оболочку. При определении работы, совершаемой газом в процессе перемещения поршня (рис. 4.7), произведение давления на площадь поршня ( $pA$ ) было равно сумме силы тяжести  $G_n$ , действующей на поршень, и силы давления окружающей среды  $P_o$ . Мы условились, что между поршнем и стенками цилиндра отсутствует трение ( $F_{тр} = 0$ ). Если бы мы учитывали наличие трения между поршнем и стенками цилиндра, то работа газа была бы больше и ее нельзя было бы вычислить лишь произведением суммы сил тяжести и атмосферного давления на перемещение поршня. При наличии силы трения между поршнем и цилиндром величина работы расширения газа (энергии, переданной посредством работы) равна

$$W^* = p^* A L = (G_n + P_o) L + F_{тр} L = (G_n + P_o + F_{тр}) L, \quad (4.14)$$

где  $F_{тр}$  — сила трения, возникающая между поршнем и цилиндром.

Из приведенного равенства видно, что усилие, приложенное к поршню со стороны газа, равно сумме внешних сил, действующих на поршень ( $p^* A = G_n + P_o + F_{тр}$ ). Это означает, что при наличии трения между поршнем и стенками цилиндра для перемещения поршня на одно и то же расстояние необходимо совершить большую работу (затратить больше энергии), чем при отсутствии трения. Так как  $G_n + P_o + F_{тр} > G_n + P_o$ , то и  $p^* A > pA$ , или  $p^* > p$ . Выражение (4.14) показывает, что при вычислении

работы газа в цилиндре с подвижным поршнем (закрытая система) следует учитывать силу трения между поршнем и стенками цилиндра, а также силу атмосферного давления и силу тяжести поршня (если она препятствует его перемещению). Таким образом, работа, совершаемая газом в процессе расширения, равна

$$\left[ \begin{array}{l} \text{Работа по поднятию поршня} = G_{\text{п}}L \\ + \text{Работа по преодолению трения} = F_{\text{тр}}L \\ + \text{Работа по вытеснению атмосферы} = P_0L \\ \hline = \text{Полная работа газа } W = p \cdot dV \end{array} \right].$$

Следует всегда помнить, что рабочее тело (газ) действует на поршень (окружающую среду) с такой силой, с какой поршень воздействует на газ. Если с поршнем связаны еще какие-либо тела, то необходимо учитывать силы, создаваемые и этими телами. Зная изменение параметров рабочего тела (системы) при его взаимодействии с окружающей средой в форме работы, можно определить величину работы в окружающей среде, не производя в ней никаких измерений. Пусть, например, под действием постоянного давления газа  $p = 10$  МПа поршень переместился на расстояние 0.5 м. Диаметр цилиндра равен 0.2 м. Работа, которую совершил газ при расширении, равна

$$W = 10[\text{МН/м}^2] \cdot \frac{3.14 \cdot 0.2^2[\text{м}^2]}{4} \cdot 0.5[\text{м}] = 0.157 \text{ МН} \cdot \text{м} = \\ = 0.157 \text{ МДж} = 157 \text{ кДж}.$$

Если между поршнем и стенками цилиндра нет трения, то эта работа (энергия) могла быть затрачена на подъем груза массой  $m = 1000$  кг на высоту  $h_1 = 16$  м. Если между поршнем и стенками цилиндра возникает трение ( $F_{\text{тр}} = 50$  кН), то часть полученной работы (энергии) будет затрачена на преодоление силы трения ( $W_{\text{тр}} = 25$  кДж). Остальная часть работы (132 кДж) — на поднятие того же груза, но уже на высоту  $h_2 \approx 13.5$  м (меньше на 2.5 м, чем в первом случае). Однако мы еще не учли работу по выталкиванию атмосферы, так как ведь перемещению поршня препятствует атмосферное давление, равное примерно  $p = 0.1$  МПа. Работа газа против силы атмосферного давления равна

$$W_0 = 0.1 [\text{МН/м}^2] \cdot \frac{3.14 \cdot 0.2^2 [\text{м}^2]}{4} \cdot 0.5 [\text{м}] = 1.57 \text{ кДж}.$$

Следовательно, затраты работы (механической энергии) на подъем груза массой  $m = 1000$  кг будут еще меньше, а поэтому и высота подъема груза будет в обоих случаях также меньше.

Перепишем соотношение (4.14) в следующем виде:

$$pAL = PL = p\Delta V = (G_{\text{п}} + P_0 + F_{\text{тр}})L. \quad (4.15)$$

Из уравнений (4.14) и (4.15) видно, что полная работа, произведенная рабочим телом (газом) равна произведению полной силы давления газа  $P_{\text{г}} = pA = G_{\text{п}} + P_0 + F_{\text{тр}}$ , с которой он действует на поршень, на смещение  $L$  поршня, или произведению абсолютного давления газа  $p$  на изменение

его объема  $\Delta V$ . Сила атмосферного давления, действующая на поршень, равна  $P_o = p_o A$ , где  $p_o$  — атмосферное давление;  $A$  — площадь поршня.

Абсолютное давление газа может быть представлено в виде суммы барометрического и избыточного давлений, т. е.  $p = p_o + p_{изб}$ .

С учетом приведенных выше выражений соотношение (4.15) можно записать в следующем виде:

$$(p_o + p_{изб})AL = (G_n + P_o + F_{тр})L,$$

или

$$p_o AL + p_{изб} AL = G_n L + P_o L + F_{тр} L. \quad (4.16)$$

Учитывая, что  $P_o = p_o A$ , выражение (4.16) можно представить в виде

$$p_o AL + p_{изб} AL = G_n L + p_o AL + F_{тр} L.$$

Сокращая правую и левую части уравнения (4.16) на величину  $(p_o AL)$ , а также учитывая, что  $AL = \Delta V$ , получим

$$p_{изб} \Delta V = G_n L + F_{тр} L.$$

Таким образом, полезная работа  $W_{полез}$  или полная работа за вычетом той ее части, которая произведена над атмосферой, равна произведению избыточного давления  $p_{изб}$  на изменение объема  $\Delta V$ .

Из соотношения (4.12) видно, что элементарная работа  $\delta W$  равна произведению интенсивного параметра  $p$  (давление газа) на изменение экстенсивного параметра  $dV$  (объем). Если правую и левую части соотношения (4.12) разделить на массу  $m$  или количество  $n$  газа, получим удельную работу  $\delta w$ , выражаемую через произведение интенсивных параметров, т. е.:

$$\delta w_m = p dV_m; \quad [p = idem], \quad (4.17)$$

$$\delta w_n = p dV_n, \quad [p = idem], \quad (4.18)$$

где  $\delta w_m$ ,  $\delta w_n$  — бесконечно малое количество удельной работы, совершаемой соответственно 1 кг и 1 моль газа;  $p$  — абсолютное давление газа;  $dV_m = V/m$  — элементарное изменение удельного объема газа;  $dV_n = V/n$  — элементарное изменение молярного объема газа.

Проинтегрировав выражения (4.17) и (4.18), получим удельную работу расширения (правильнее, энергию в форме работы), совершаемую соответственно 1 кг и 1 моль газа:

$$\left. \begin{aligned} w_m &= \int \delta w_m = \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} p dV_m = p \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} dV_m = p(V_{m,2} - V_{m,1}) \\ w_n &= \int \delta w_n = \int_{V_{n,1}}^{V_{n,2}} p dV_n = p \int_{V_{n,1}}^{V_{n,2}} dV_n = p(V_{n,2} - V_{n,1}) \end{aligned} \right\}, \quad [p = idem]. \quad (4.19)$$

Для того чтобы определить работу расширения любой массы  $m$  или количества  $n$  газа, достаточно каждое соотношение системы (4.19) умножить

на  $m$  и  $n$  соответственно:

$$\left. \begin{aligned} W &= m \int \delta w_m = \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} p m dV_m = p \int_{V_1}^{V_2} dV = p(V_2 - V_1) \\ W &= n \int \delta w_n = \int_{V_{n,1}}^{V_{n,2}} p n dV_n = p \int_{V_1}^{V_2} dV = p(V_2 - V_1) \end{aligned} \right\}, \quad [p = idem].$$

Если известно расстояние, на которое переместился поршень, нетрудно вычислить работу, произведенную термодинамической системой над ним, или внешней средой над термодинамической системой.

Пусть поршень диаметром  $D = 20$  см = 0.2 м (рис. 4.7) сместился в цилиндре<sup>1</sup> на расстояние  $L = 20$  см = 0.2 м. Масса поршня равна  $m = 10$  кг. Нормальное атмосферное давление равно  $p = 101325$  Па (Н/м<sup>2</sup>). Абсолютное давление газа в цилиндре равно  $p = 101325$  Па (Н/м<sup>2</sup>). Тогда:

- сила атмосферного давления, действующая на поршень с внешней стороны равна

$$P_o = p_o A = p_o \frac{\pi \cdot D^2}{4} = 101325 \text{ [Н/м}^2] \cdot \frac{3.14 \cdot 0.2^2 \text{ [м}^2]}{4} = 3183.218 \text{ Н};$$

- сила тяжести, действующая на поршень

$$G_n = mg = 10 \text{ [кг]} \cdot 9.81 \text{ [м/с}^2] = 98.1 \text{ Н};$$

- суммарная сила, действующая на поршень

$$G = G_n + P_o = 3183.218 \text{ [Н]} + 98.1 \text{ [Н]} = 3281.318 \text{ Н},$$

[силы  $G_n$  и  $P_o$  складываются, так как они действуют в одном направлении];

- в соответствии с третьим законом Ньютона со стороны газа на поршень будет действовать сила  $P_r$ , равная суммарной силе  $G$ , действующей на газ со стороны поршня

$$P_r = G = pA = 104447.6 \text{ [Па]} \cdot \frac{3.14 \cdot 0.2^2 \text{ [м}^2]}{4} = 3281.318 \text{ Н}.$$

Таким образом, сила давления газа  $P_r$ , действующая на поршень, уравновешивает суммарную силу  $G$ , действующую на газ со стороны поршня. Поршень не будет перемещаться.

Заставим поршень перемещаться в цилиндре путем нагревания газа. При нагревании температура газа увеличивается. Запишем уравнение состояния идеального газа:

$$pV = mR_o T. \quad (4.20)$$

При увеличении температуры  $T$  правая часть равенства (4.20) будет возрастать ( $m$  и  $R_o$  — постоянные величины). В этом случае будет возрастать и левая часть равенства (4.20).

Перепишем уравнение (4.20) применительно к рассматриваемому случаю в следующем виде:

$$p(AL) = mR_o T. \quad (4.21)$$

<sup>1</sup> Вверх или вниз — установим в ходе рассуждений.

Так как величина  $pA = P_r = G = idem$ , то изменение  $T$  в правой части равенства (4.21) однозначно приведет к увеличению  $L$  в левой части этого равенства. Поршень будет перемещаться против действия внешних сил  $G_{\pi}$  и  $P_0$ . Так как  $AL = \Delta V$ , то при нагревании изменяется объем газа (рабочего тела). В этом случае поршень перемещается вверх. Таким образом, векторы перемещения  $L$  поршня и силы давления газа  $P_r$  направлены в одну сторону (вверх) вдоль одной прямой.

Вычислим работу расширения газа (работу, произведенную газом по перемещению поршня на расстояние  $L$ ):

$$\begin{aligned} W &= P_r L = p \Delta V = p AL = p \frac{\pi \cdot D^2}{4} L = \\ &= 104447.6 \text{ [Па]} \cdot \frac{3.14 \cdot 0.2^2 \text{ [м}^2\text{]}}{4} \cdot 0.2 \text{ [м]} = \\ &= 656.2636 \text{ Н} \cdot \text{м} = 656.2636 \text{ Дж}. \end{aligned}$$

Определим работу внешней суммарной силы  $G$ , приложенной к поршню, учитывая, что суммарная сила  $G$  направлена вниз, а поршень перемещается вверх (в этом случае  $\cos \alpha = \cos 180^\circ = -1$ ):

$$W = GL \cos \alpha = 3218.318 \text{ [Н]} \cdot 0.2 \text{ [м]} \cdot (-1) = -656.2636 \text{ Нм} = -656.2636 \text{ Дж}.$$

Знак «минус» в величине работы, произведенной внешними силами, означает, что фактически работа по перемещению поршня совершается не внешними силами, а газом против действия внешних сил. Если мы будем охлаждать газ в цилиндре, то поршень будет перемещаться вниз (рассуждаем, как и в предыдущем варианте). Теперь работа внешних сил  $P_0$  и  $G_{\pi}$  будет положительной, а работа силы  $P_r$  — отрицательной. Аналогичная картина будет наблюдаться и в случае увеличения нагрузки на поршень со стороны окружающей среды. Нажмем руками на поршень (рис. 4.7) и переместим его вниз, сжимая газ. В этом случае работа сжатия газа, производимая внешней силой, будет положительной, так как направление вектора внешней силы  $G$  будет совпадать с направлением вектора перемещения  $L$  поршня. Работа, совершаемая газом против действия внешней силы — отрицательна, так как направления векторов силы давления газа  $P_r$  и перемещения поршня  $L$  взаимно противоположны. Действительно, при сжатии газа его объем уменьшается, т. е.  $V_{\text{кон}} < V_{\text{нач}}$ . Абсолютное давление газа — величина всегда положительная. Если рассматривать работу только рабочего тела, а не окружающей среды, то можно установить два следующих факта:

- если объем газа (термодинамической системы) в конечном состоянии больше объема газа в начальном состоянии ( $V_{\text{кон}} > V_{\text{нач}}$ ), т. е.  $V_{\text{кон}} - V_{\text{нач}} = \Delta V > 0$ , то система (газ) совершает положительную работу  $W = p(V_{\text{кон}} - V_{\text{нач}}) = p \Delta V > 0$ .

Это означает, что вектор действия силы давления газа  $P_r$  совпадает по направлению с вектором перемещения  $L$  поршня, т. е. газ (рабочее тело) расширяется.

- если объем газа (термодинамической системы) в конечном состоянии меньше объема газа в начальном состоянии ( $V_{\text{кон}} < V_{\text{нач}}$ ), т. е.  $V_{\text{кон}} -$

$$V_{\text{нач}} = \Delta V < 0, \text{ то система (газ) совершает отрицательную работу}$$

$$W = p(V_{\text{кон}} - V_{\text{нач}}) = p\Delta V < 0.$$

Это означает, что вектор действия силы давления газа  $P_r$  не совпадает с вектором перемещения  $L$ . В этом случае вектор перемещения  $L$  имеет противоположное направление относительно вектора силы давления газа  $P_r$ , т. е. угол между ними равен  $180^\circ$ . В этом случае рабочее тело сжимается.

На основании изложенных выше фактов можно сделать следующие выводы о знаке термодинамической работы:

- если термодинамическая система (газ) совершает работу в окружающей среде против действия внешних сил (например, перемещает поршень), то работа этой системы (газа) является величиной положительной;
- если окружающая среда совершает работу над термодинамической системой, то работа самой термодинамической системы (газа) против действия внешних сил является величиной отрицательной.

В первом случае термодинамическая система (газ) расширяется, а во втором случае — сжимается.

### 4.2.3. Работа изменения объема газа при переменном давлении

В рассмотренных выше случаях мы предполагали, что давление газа остается постоянным в процессе изменения его объема. Это позволяло в соотношении (4.13) вынести за знак интеграла абсолютное давление  $p$ , что значительно упрощало определение работы расширения газа  $W$ . Достаточно было определить величину давления, а также начальный и конечный объемы газа при его расширении.

В произвольном процессе давление  $p$  является величиной переменной. Изменение давления рабочего тела обусловлено в основном изменением его объема. Так, при работе поршневого ДВС (например, танкового, автомобильного, тепловозного и других) давление рабочего тела в цилиндре изменяется в зависимости от угла поворота коленчатого вала, т. е. оно переменное. В этом случае работу расширения газа с помощью уравнения (4.13) определять нельзя. Так как давление газа в цилиндре двигателя зависит от его объема, его нельзя выносить за знак интеграла, т. е.

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p(V) dV, \quad [p = f(V)] \quad (4.22)$$

где  $W$  — работа расширения (сжатия) газа;  $p(V)$  — давление газа, являющееся функцией объема;  $dV$  — бесконечно малое изменение объема газа в процессе его расширения (сжатия).

При сжатии рабочего тела (например, топливно-воздушной смеси в цилиндре карбюраторного двигателя или воздуха в цилиндре дизельного двигателя) совершается отрицательная работа, так как объем уменьшается. В этом случае работу над газом совершает окружающая среда за счет ранее

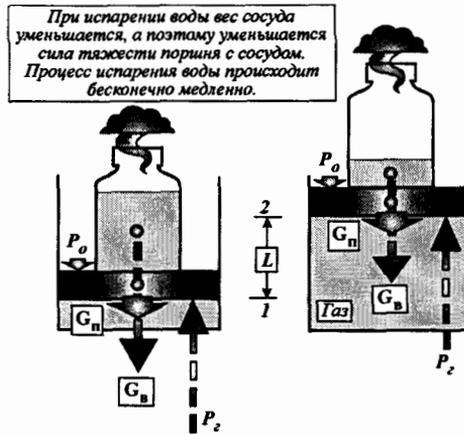


Рис. 4.10. Расширение газа при переменном давлении

накопленной вращающимся коленчатым валом кинетической энергии (в одноцилиндровом двигателе) или за счет работы, совершаемой в других цилиндрах многоцилиндрового двигателя. Сжатие газа сопровождается увеличением его давления. При воспламенении горючей смеси в дизельном двигателе давление газов резко возрастает при одновременном изменении объема и давления. Многие в жизни пользовались велосипедным насосом. По мере наполнения шины воздухом давление в ней увеличивается, поэтому при сжатии воздуха нам приходится увеличивать нагрузку на поршень насоса. При сжатии воздуха в насосе его давление увеличивается до тех пор, пока не откроется золотниковое устройство. Но и после открытия золотникового устройства давление воздуха в насосе будет переменным, поскольку подача воздуха приводит к деформации шины (упругие силы возрастают).

Пусть в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 4.10) находится некоторое количество газа. На подвижный поршень установим сосуд с водой, которая может испаряться. В начальном положении рассматриваемая система будет находиться в некотором состоянии механического равновесия, т. е. поршень не перемещается, так как не изменяются ни внутренние, ни внешние условия, способные вывести систему из механического равновесия. Для механического равновесия необходимо, чтобы сила  $G$ , действующая на газ (рабочее тело) со стороны поршня, была равна силе  $P_r$ , действующей на поршень со стороны газа.

На газ действуют следующие внешние силы:

- сила тяжести поршня  $G_n$ ;
- сила тяжести сосуда с жидкостью (водой)  $G_b$ ;
- сила атмосферного давления  $P_0$ .

Со стороны газа на поршень действует сила давления, равная

$$P_r = pA,$$

где  $p$  — давление газа;  $A$  — площадь поршня.

Таким образом, для механического равновесия системы справедливо равенство

$$P_r = G_n + G_v + P_o,$$

или

$$pA = G_n + G_v + p_o A, \quad (4.23)$$

где  $G_n$ ,  $G_v$  — силы тяжести соответственно поршня и сосуда с водой;  $p_o$  — барометрическое давление окружающей среды.

В течение некоторого промежутка времени жидкость будет относительно медленно испаряться из сосуда, поэтому сила тяжести сосуда с водой  $G_v$  будет уменьшаться. Это приведет к уменьшению правой части равенства (4.23), т. е. нарушению условия механического равновесия. Поскольку вода из сосуда испаряется относительно медленно, состояние механического равновесия будет тоже изменяться относительно медленно. Сила  $G_v$  при испарении воды из сосуда в течение короткого промежутка времени уменьшается на бесконечно малую величину. Это означает, что в течение очень короткого промежутка времени давление по всему объему сосуда будет устанавливаться одинаковым.

Бесконечно малое уменьшение силы тяжести  $G_v$  сосуда с водой приведет к бесконечно малому уменьшению суммарной силы ( $G_n + G_v + P_o$ ), действующей на газ со стороны поршня. Будем считать, что при движении поршня между ним и цилиндром не возникает сила трения (неконсервативная силы). Из-за бесконечно малого уменьшения суммарной силы ( $G_n + G_v + P_o$ ) сила давления газа  $P_r$  будет бесконечно медленно перемещать поршень вверх, т. е. в сторону увеличения объема ( $\Delta V > 0$ ), совершая при этом положительную работу. При увеличении объема газа его давление уменьшается, обеспечивая тем самым выполнение условия механического равновесия (4.23). Так как вода из сосуда испаряется непрерывно, то непрерывно будет нарушаться и условие равновесия (4.23) на бесконечно малую величину. Под действием силы давления газа  $P_r$  поршень будет непрерывно перемещаться вверх. Нетрудно заметить, что состояние механического равновесия, выражаемое равенством (4.23), будет соблюдаться в любой момент времени, но при меньшем значении силы давления газа  $pA = G_n + G_v + P_o$ , так как сила  $G_v$  бесконечно медленно уменьшается. Поскольку площадь поршня  $A$  является величиной постоянной, то давление газа  $p$  при перемещении поршня будет постоянно уменьшаться. Рабочее тело (газ) совершает положительную *термодеформационную* работу над окружающей средой при переменном давлении (газ расширяется;  $\Delta V > 0$ ). Бесконечно медленное перемещение поршня, которое обеспечивается за счет бесконечно медленного испарения воды, позволяет осуществить процесс расширения газа (рабочего тела) обратимо, т. е. процесс расширения будет равновесным. Следует заметить, что при расширении газа энергия в механической форме передается от газа (изучаемой системы) к поршню (окружающей среде). В этом случае энергия газа должна уменьшаться. Пока этот вывод сделаем на логическом уровне понимания сущности энергии. Действительно, внутренняя энергия газа должна уменьшаться. Это означает, что температура газа тоже должна понижаться. Тем не менее, при очень медленном расширении газа убыль его внутренней энергии восполняется за счет притока ее из окружающей среды в форме теплоты.

Как определить работу газа в этом случае?

Численно работа расширения газа будет равна площади фигуры, ограниченной кривой 1-2 (рис. 4.11), осью абсцисс (объем) и двумя вертикальными линиями  $V_{\text{нач}}$  и  $V_{\text{кон}}$ , соответствующих начальному и конечному значениям объема газа. Поступим следующим образом. Площадь под кривой 1-2 разделим на ряд полосок. Полоски будем делать одинаковой ширины  $\Delta V_i$ . Чем больше полосок мы будем делать, тем меньше будет



Рис. 4.11. График изотермического процесса расширения идеального газа

их ширина  $\Delta V_i$ . Если число полосок сделать бесконечно большим, то их ширина будет бесконечно малой ( $\Delta V_i \approx dV \rightarrow 0$ ). Высота каждой полоски изображает давление  $p_i$  газа в цилиндре. Будем полагать, что в пределах каждой полоски шириной  $dV_i$  давление газа  $p_i$  остается постоянным ( $p_i \approx idem$ ). Определив площади каждой полоски и просуммировав их, мы получим площадь всей фигуры, которая численно равна величине работы расширения газа при переменном давлении. Однако, как видно на рис. 4.11, принимая величину давления  $p_i$  в пределах каждой полоски шириной  $dV_i$  постоянной, мы получаем завышенное значение площади фигуры, и, следовательно, величины работы расширения газа при переменном давлении. Для повышения точности вычисления площади фигуры 1-2- $V_{\text{нач}}$ - $V_{\text{кон}}$ -1 число полосок будем увеличивать до бесконечности ( $i \rightarrow \infty$ ). В этом случае высота  $p_i$  каждой полоски будет бесконечно точно соответствовать численному значению давления газа в цилиндре. Суммарная площадь всех полосок даст точное значение площади всей фигуры, т. е. величину работы, совершаемой газом (термодинамической системой) в окружающей среде.

Произведение ширины  $dV_i$  каждой полоски на ее высоту  $p_i$  дает элементарную работу  $\delta W$ , т. е.  $\delta W_i = p_i \cdot dV_i$ . Таким образом, полная работа  $W_i$  газа эквивалентна полной площади фигуры 1-2- $V_{\text{нач}}$ - $V_{\text{кон}}$ -1, которая получается сложением площадей всех отдельных полосок:

$$W = p_1 dV_1 + p_2 dV_2 + \dots + p_n dV_n = \sum_{i=1}^n p_i dV_i. \quad (4.24)$$

Для того чтобы выполнить суммирование величин  $p_i \cdot dV_i$ , как показано на рис. 4.11, нужно знать величину  $p_i$  для каждого участка  $dV_i$ . Для этого обратимся к уравнению состояния идеального газа (4.2). Согласно данным уравнениям, в каждый момент времени

$$\left. \begin{aligned} pV &= nRT \\ pV &= mR_0T \end{aligned} \right\}.$$

Решая эти уравнения относительно  $p$ , получим, что

$$p = \frac{nRT}{V} = \frac{mR_0T}{V}.$$

Тогда

$$W = \frac{nRT_1}{V_1} dV_1 + \frac{nRT_2}{V_2} dV_2 + \dots + \frac{nRT_n}{V_n} dV_n; \quad (4.25)$$

$$W = \frac{mR_0T_1}{V_1} dV_1 + \frac{mR_0T_2}{V_2} dV_2 + \dots + \frac{mR_0T_n}{V_n} dV_n. \quad (4.26)$$

Выражения (4.25) и (4.26) справедливы для вычисления работы расширения идеального газа в любом процессе. Заменяя в уравнении (4.24) знак суммы на знак интеграла, окончательно получим:

$$W = nR \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} \frac{T}{V} dV; \quad (4.27)$$

$$W = mR_0 \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} \frac{T}{V} dV. \quad (4.28)$$

В соотношениях (4.27) и (4.28) мы не выносим за знак интеграла температуру  $T$ , так как в общем случае ее значение зависит от величины объема, т. е.  $T = f(V)$ . Таким образом, для определения работы расширения (сжатия) идеального газа необходимо знать как зависимость давления  $p$  от объема  $V$ , так и зависимость температуры  $T$  от объема  $V$ .

Фиксируя один из параметров состояния  $p$  или  $T$ , а другой, вычисляя по уравнению состояния идеального газа (4.2), определяют работу расширения (сжатия) газа.

Например, пусть в процессе расширения газа его температура поддерживается постоянной, т. е.  $T = \text{const}$ . Тогда из соотношений (4.27) и (4.28) получаем:

$$W = nR \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} \frac{T}{V} dV = nRT \ln \frac{V_{\text{кон}}}{V_{\text{нач}}}; \quad (4.29)$$

$$W = mR_0 \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} \frac{T}{V} dV = mR_0T \ln \frac{V_{\text{кон}}}{V_{\text{нач}}}. \quad (4.30)$$

Нетрудно заметить, что если зафиксировать значение объема, то работа расширения (сжатия) газа равна нулю, так как  $dV = 0$ . Так как объем цилиндра не изменяется ( $V = \text{const}$ ), то поршень в цилиндре не перемещается. Работа в любом процессе равна произведению силы на путь (перемещение), а последний равен нулю.

#### 4.2.4. Рабочая (индикаторная) диаграмма

Известно, что в большинстве термодинамических процессов давление  $p$  рабочего тела является величиной переменной. Изменение давления  $p$

рабочего тела связано с изменением его объема  $V$  или температуры  $T$ . Чтобы вычислить величину работы расширения или сжатия газа, нужно знать конкретную зависимость давления от объема. Зная зависимость  $p = f(V)$ , работу в процессе расширения или сжатия можно определить из соотношения

$$W = \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} p(V) dV,$$

т. е. путем нахождения определенного интеграла.

Зависимость  $p = f(V)$  можно представить графически. На рис. 4.9 и 4.11 видно, что площадь под линией процесса 1–2 численно равна работе расширения  $W$  газа.

Изображение линии термодинамического процесса на плоскости  $V$ – $p$  (объем–давление) называется  $V$ – $p$ -диаграммой или рабочей диаграммой процесса.

Таким образом, графическая зависимость давления  $p$  от объема  $V$  в каком-либо процессе называется *рабочей диаграммой* процесса. Часто, особенно в теории ДВС, ее называют индикаторной диаграммой. Впервые для изучения работы тепловых машин рабочие диаграммы начал применять Дж. Уатт, назвав их индикаторными диаграммами.

Если процесс осуществляется от состояния 1 до состояния 2 (рис. 4.9 и 4.11), то работа положительна, так как  $dV > 0$  (рабочее тело расширяется). Если бы процесс осуществлялся в направлении от состояния 2 к состоянию 1, то работа процесса была бы отрицательной, так как  $dV < 0$ . При этом следует заметить, что чем выше располагается линия процесса (например, линия 1–2), тем больше площадь фигуры под ней, т. е., тем больше работа, совершаемая рабочим телом. И наоборот, чем ниже располагается линия процесса на индикаторной диаграмме, тем меньше работа, совершаемая рабочим телом.

Этот факт позволяет сделать следующие выводы:

- процесс расширения необходимо осуществлять так, чтобы его график располагался на возможно большем удалении от оси объемов (абсцисс), так как в этом случае тело выполняет максимально возможную полезную работу;
- процесс сжатия необходимо осуществлять так, чтобы его график располагался на минимально возможном удалении от оси объемов (абсцисс), так как в этом случае на сжатие затрачивается минимально возможная работа (энергия).

Таким образом, работа  $W$  в отличие от внутренней энергии  $U$  является функцией процесса (поскольку численно равна площади фигуры под линией процесса), в то время как внутренняя энергия является функцией только состояния. Напомним, что внутренняя энергия  $\int_1^2 dV = V_2 - V_1 = \Delta V$  зависит только от количества вещества  $n$  или массы  $m$  и температуры  $T$ . Вспомним, что температура является мерой средней скорости хаотического движения молекул и не зависит от количества молекул. С другой стороны,

чем больше количество вещества, тем больше число молекул. Внутренняя энергия тела равна сумме кинетических энергий всех молекул, составляющих его, т. е.  $U = \sum_{i=1}^N (mV_i^2/2)$ , где  $N$  — число молекул, составляющих тело.

Поясним несколько подробнее высказанное выше положение. Время от времени мы специально подчеркивали различие между параметрами и взаимодействиями — двумя группами понятий, которые чаще всего используются в термодинамике.

Параметры, такие, как температура  $T$ , давление  $p$ , объем  $V$  и масса  $m$  — это просто числа, получаемые посредством соответствующих измерительных операций. Значения этих параметров определяют условия, в которых находится система, или, что, то же самое, задают состояние системы. Существенно, что значения параметров отражают только то состояние системы, которое существует в данный момент времени. Они ничего не говорят ни о прошлом, ни о будущем системы. Предположим, что мы утром, идя на работу, посмотрели на термометр. Пусть термометр показал  $20^\circ\text{C}$ . На следующее утро, идя на работу, мы снова посмотрели на термометр. Он показывал  $24^\circ\text{C}$ . В этом случае мы можем сказать только то, что температура атмосферы возросла на  $4^\circ\text{C}$ . Основываясь только на показаниях термометра, невозможно описать, что именно происходило с окружающей средой в течение суток. Возможно, днем она имела температуру  $30^\circ\text{C}$ , ночью охлаждалась до  $10^\circ\text{C}$ , а затем снова нагревалась. Это говорит лишь о том, что в течение суток температура окружающей среды изменилась на  $4^\circ\text{C}$  независимо от того, каким путем (точнее, в результате последовательности прохождения каких состояний) она достигалась.

Наиболее характерным признаком некоторых термодинамических параметров (функций состояния) как раз и является то, что их значения не зависят от способа получения этих значений. Математически это означает, что при любом способе интегрирования по данному интервалу всегда получается лишь единственный, однозначный результат. Для температуры это утверждение можно записать в следующей форме:

$$\int_1^2 dT = T_2 - T_1 = \Delta T, \quad (4.31)$$

где  $\int_1^2 dT$  — означает сумму бесконечно малых приращений температуры  $dT$  по интервалу от температуры  $T_1$  до температуры  $T_2$ .

Это соотношение справедливо всегда, независимо от того, каким путем система переходит из состояния с температурой  $T_1$  в состояние с температурой  $T_2$ . Правильнее было бы сказать так:

- *температура* — это физическая величина, которая обладает тем свойством, что при интегрировании ее бесконечно малых приращений (дифференциалов) по данному интервалу получается один и тот же результат независимо от способа прохождения этого интервала.

Символ  $dT$  используют для обозначения малых приращений и называют соответствующую величину точным или полным дифференциалом.

Аналогичным свойством обладает и такой термодинамический параметр, как объем  $V$ , т. е.

$$\int_1^2 dV = V_2 - V_1 = \Delta V. \quad (4.32)$$

Тем не менее, существуют величины, изменение значений которых зависит от того, каким путем достигается это значение. К их числу относятся величины, определяющие характер взаимодействия между системой и окружающей средой. В термодинамике рассматриваются в основном два вида взаимодействия: *тепловое* и *механическое* (посредством работы). При переходе системы из одного состояния в другое количество поглощенной теплоты или совершенной работы существенно зависит от пути перехода или последовательности прохождения промежуточных состояний.

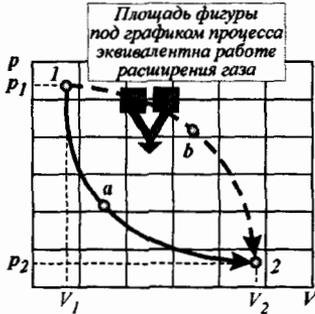


Рис. 4.12. Индикаторная диаграмма двух возможных процессов расширения газа

На рис. 4.12 показаны два пути перехода системы из состояния 1 в состояние 2: *первый путь 1-a-2; второй путь 1-b-2.*

Независимо от пути перехода системы из состояния 1 в состояние 2 значения ее термодинамических параметров в конечном состоянии 2 одни и те же. Для каждого пути перехода системы из состояния 1 в состояние 2 работа системы определяется зависимостью

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (4.33)$$

Это выражение дает величину площади, заключенной между осью абсцисс (осью объемов) и кривой, изображающей путь перехода системы из состояния 1 в состояние 2. На рис. 4.12 видно, что при переходе системы из состояния 1 в состояние 2 по пути 1-b-2 получается большая работа расширения газа, чем при переходе по пути 1-a-2, т. е.

$$W_{1-b-2} > W_{1-a-2}. \quad (4.34)$$

На рис. 4.12 видно, что площадь фигуры 1-b-2-V<sub>2</sub>-V<sub>1</sub>-1 больше площади фигуры 1-a-2-V<sub>2</sub>-V<sub>1</sub>-1. Площади этих фигур численно равны значениям работ, совершаемых системой при различных путях перехода из состояния 1 в состояние 2. При переходе системы из состояния 1 в состояние 2 по пути 1-b-2 система производит большую работу, чем при переходе по пути 1-a-2.

Таким образом, величина работы зависит от пути перехода системы из одного состояния в другое, поэтому для обозначения ее приращения используется символ  $\delta W$  вместо символа  $dW$ . В отличие от величин  $dT$  и  $dV$  величина  $\delta W$  не является полным дифференциалом. Выражение (4.33) нельзя вычислить, не сделав определенного предположения о виде

зависимости давления  $p$  от объема  $V$ , т. е. не установив зависимость  $p = f(V)$ . Введение такого предположения эквивалентно выбору определенного пути процесса в  $V$ - $p$ -координатах (рис. 4.12). Поэтому интеграл

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p(V) dV \quad (4.35)$$

иногда называют *интегралом по пути или криволинейным* интегралом; его можно вычислить только вдоль заданного пути, определяющего зависимость давления  $p$  от объема  $V$ .

### 4.3. ТЕПЛОТА КАК СПОСОБ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

Как уже отмечалось, наши предки в течение многих веков на собственном опыте узнавали все больше и больше о тепловых явлениях и стремились расширить область их применения в повседневной практике.

Когда два тела, имеющие разные температуры, приводятся в контакт, то теплота переходит от теплого тела к холодному. Поток энергии в форме теплоты направляется так, чтобы уравнивать температуры тел. Человек научился с помощью термометра измерять температуру своего тела, но не понимал, почему столбик жидкости в термометре поднимается (в некоторых случаях — опускается). Люди много говорили о *тепле* и *температуре*, вкладывая в эти понятия один и тот же смысл. Разделить эти понятия в то время было практически невозможно по той причине, что природа теплоты еще не получила объяснения — не было построено модели, которая позволила бы понять тепловые взаимодействия.

Люди пытались понять превращения материи еще до того, как начали использовать их в своих целях. В древности многие явления природы объясняли существованием сверхъестественных сил. Древнегреческие философы, в отличие от этого, пытались понять свойства материи и ее превращения на чисто логической основе. Современная наука полагается не только на логику, но и на систематические накопления фактов и тщательные наблюдения. Кроме того, научные представления широко используются для развития технических и прикладных наук.

Представления таких древнегреческих философов, как Анаксимандр (VI век до н. э.) и Эмпедокл (V век до н. э.), нашли полное выражение в учении и работах Платона (384–322 годы до н. э.). Древнегреческие философы считали, что природа состоит из четырех элементов (начал): огня, земли, воздуха и воды. Такое представление давало логическое объяснение многим наблюдениям. Например, при горении сырого полена образуются дым (воздух) и пламя (огонь), после него остается зола (земля) и возможно даже появление мелких капель жидкости (вода). Такими, самыми общими, были представления людей о тепловых взаимодействиях. Со временем такие представления не могли дать ответов на некоторые вопросы практики, например, разное по интенсивности горение (огонь) по-разному воздействовало на чувствительные органы человека, поэтому представление о четырех элементах было расширено путем уточнения основных свойств этих элементов. К ним относили холодное, горячее, сухое и влажное.

В идеальной форме каждый элемент обладал двумя связанными с ним свойствами. Например, вода считалась влажным холодным элементом. Таким образом, уже тогда появилось стремление людей как-то выразить *степень нагретости материальных тел*. Древнегреческие философы полагали, что любой элемент можно превратить в другой элемент, изменив его свойства. Например, воду можно превратить в воздух, заменив одно из его свойств на сухость.

Представления древнегреческих философов об элементах, получившие дальнейшее развитие в средние века, породили представление о *свойстве горючести*, связанном с горючими материалами, так называемом флогистоне (от греческого слова, означавшего «огонь»). Под флогистонем понимали некоторую невесомую материальную субстанцию, которая при определенных условиях может покинуть предмет. В данном случае произошло смешение представления об основных (элементарных) свойствах материи с элементами. Представление о флогистоне использовали для объяснения многих наблюдений. Считалось, что предмет может гореть лишь до тех пор, пока в нем содержится флогистон. После того как из предмета удалится весь имевшийся в нем флогистон, горение прекратится.

В дальнейшем теория флогистона была развита Г. Э. Сталем (1660–1734 гг.). Она, как и многие другие теоретические обобщения того времени, была чисто качественной. Никому не приходило в голову, взвесив металл и его оксид, убедиться в том, что металл весит меньше, а не больше оксида, как следовало из флогистонной теории. Очень немногие химики и физики делали количественные опыты, да и то часто смешивали понятия веса и удельного веса или плотности. Как только в химию вошли *вес* и *масса*, теория флогистона стала разваливаться.

В 1772 г. богатый французский аристократ Антуан Лавуазье начал экспериментально исследовать горение. Взвешивая вещества до и после горения, Лавуазье установил, что в результате сгорания масса вещества увеличивался, а это противоречило теории флогистона. Далее он обнаружил, что при горении вещества в замкнутом сосуде изменения его массы не происходит. Масса всех веществ в сосуде до и после сгорания одинаков, хотя форма вещества меняется. Не было получено никаких доказательств утечки флогистона. Напротив, эксперименты свидетельствовали о том, что при сгорании вещества оно поглощает что-то из воздуха. Прирост массы сгоревшего образца был равен убыли массы воздуха. Вот почему при сгорании в замкнутом сосуде общая масса его содержимого не изменялась. Эти количественные результаты невозможно было объяснить, пользуясь представлениями о флогистоне. Лавуазье также обнаружил, что сгорание вещества в «дефлогистированном воздухе», которому он дал новое название «кислород», приводит к образованию тех же продуктов, что и сгорание на воздухе. На этом основании ученый сделал вывод, что воздух содержит кислород. Следовательно, роль воздуха в процессе горения заключается не в том, чтобы отнимать флогистон у горящего вещества, а в том, чтобы снабжать его кислородом. Исходя из этих наблюдений, Лавуазье отверг флогистонную теорию.

О том, что такое теплота, издавна существовали самые различные мнения. В 1620 г. Френсис Бекон, систематизируя данные об источниках тепла

и холода, собрал их в таблицы. В этих таблицах можно было найти молнии и зарницы, пламя и болотные огни. Здесь же были ароматические травы, которые при внутреннем употреблении дают ощущение тепла. Действительно, некоторые вещества расширяют сосуды тела человека (действуют на иммунную систему), вызывая обильный приток крови, а вместе с ней и приток кислорода к различным частям тела. Сейчас мы знаем, что кислород нужен для участия в окислительных реакциях внутри организма. Эти реакции сопровождаются выделением тепловой энергии. Из того, что человек ощущает тепло, Бекон каким-то образом делает вывод, что теплота есть «расширяющееся движение».

В 1658 г. вышел в свет сочинения Пьера Гассенди. По его мнению, теплота и холод — это разные материи. Атомы холода острые (имеют форму тетраэдров), проникая в жидкость, они скрепляют ее.

Люди своими органами чувств могли приблизительно устанавливать степени нагретости различных тел. Чисто эмпирически было замечено, что если привести в контакт тела с различной степенью нагретости, то со временем для всех контактирующих тел эта нагретость устанавливается одинаковой. Следовательно, по их мнению, что-то перетекало от тел с большей степенью нагретости к телам с меньшей степенью нагретости. Тепло во многих случаях ведет себя как ручей, текущий с горы в долину. Аналогия между теплом и жидкостью стала еще убедительнее после открытия электрических явлений. Электрический ток также течет по проводам как река, выравнивая потенциал между заряженными телами.

Были в то время ученые (М. В. Ломоносов, Г. Лейбниц и другие), которые обосновывали молекулярно-кинетическую теорию тепла. Однако проникнуть в физику эта теория тогда не могла. Более понятной казалась теория теплорода, приписывающая теплу свойство жидкости, перетекающей из одного тела в другое. Теплород был сродни флогистону, гипотетической субстанции, связанной с огнем, — иногда их даже путали. Теплород, казалось, хорошо объяснял свойства тепла. Химики объясняли горение и окисление выделением теплорода. К этому времени была тщательно разработана сложная и исчерпывающая система понятий и правил, известная как теплородная теория теплоты и завоевавшая особенно широкое признание в последней четверти XVIII в. Этому способствовало становление законов сохранения массы, движения. Даже Лавуазье, отвергая существование флогистона, верил в теплород. Сохранение теплорода в тепловых процессах казалось столь же существенным, как и сохранение массы вещества.

Теплота рассматривалась как жидкость. Считалось, что она состоит из мельчайших частиц, которые сильно притягиваются к частицам вещества, но взаимно отталкиваются друг от друга. Таким образом, каждый атом вещества окружен атмосферой теплорода. Атомы вещества притягиваются друг к другу за счет сил, подобных гравитационным силам, тогда как их теплородные атмосферы вызывают силу отталкивания. Силы притяжения и отталкивания точно уравновешены. При нагревании увеличивается количество теплорода, отталкивающие силы между атомами возрастают, и равновесное расстояние между ними увеличивается. Следовательно, вещество расширяется при повышении температуры, т. е. при добавлении теплорода.

Когда вещество сжимают, межатомные расстояния уменьшаются, теплород вытесняется из пространства между атомами, как вода выжимается из губки, и температура повышается. Температура тела указывает на степень летучести или давление теплорода, и лишь косвенно — на количество теплорода, которое содержится в теле.

Эффекты, подобные плавлению льда, связанные со скрытой теплотой, в теории теплорода приписывались химической реакции между веществом и теплородом. Температура не изменяется, пока реакция продолжается. Тщательные взвешивания тел при различных температурах льда до и после плавления не обнаруживали различий в массах. На этом основании был сделан вывод, что теплород невесом. Так как при охлаждении тела выделяется такое же количество тепла, какое было поглощено при его нагревании на то же количество градусов, теплород должен сохраняться. Его нельзя создать или уничтожить.

Правдоподобность такой модели теплорода и ее способность качественно объяснить многие тепловые явления сделали ее очень привлекательной. Еще более убедительной была ее способность качественно описать многие тепловые процессы. Вся работа Фурье, сформулировавшего теорию теплопроводности, основана на концепции передачи теплоты как потока теплорода. Фактически многое в математической структуре термодинамики взято из теории теплорода. Живучесть теплородной теории оказалась просто необычайной. До сих пор сохранились такие термины, перешедшие к нам из XVIII в., как «теплоемкость», «теплопередача», «тепловой резервуар», «тепловой аккумулятор». Еще совсем недавно употребляли термин «теплосодержание», который был заменен энтальпией. Все они связаны с теплотой, как с чем-то содержащимся в теле, по существу — с «теплородом». Замена теории теплорода на «механическую теорию тепла» не изменила вначале этой терминологии. Энергию хаотического движения молекул тела, связанную с его температурой, по инерции продолжали называть теплотой, хотя это нечто совсем иное — часть внутренней энергии.

Неудивительно, что теория теплорода была принята многими известными естествоиспытателями, в том числе Лавуазье, Лапласом, Пристли, Дюлонгом и Пти, Фурье и Клапейроном. Тем не менее, наряду с приверженцами у теории теплорода было много противников. Например, такие ученые того времени как Декарт, Бойль, Бекон, Гук, Ньютон, Ломоносов были убеждены (хотя не могли доказать), что теплота как-то связана с движением частиц, образующих вещество. По существу, эта динамическая теория теплоты, которая интуитивно вытекает из возможности получения теплоты за счет работы с помощью трения, старше теории теплорода, но ее первые шаги не были столь успешными. Она не могла дать простой интерпретации явлений и количественных предсказаний, которые давала теория теплорода, и была вытеснена последней.

Теория теплорода (точнее, модель теплорода) объясняла очень многое. Теория тепловых машин, построенная С. Карно<sup>1</sup>, была основана на модели теплорода. И все-таки с моделью теплорода дело до конца не вышло.

<sup>1</sup> Рассматривается в дальнейшем

Если бы тепло представляло собой некую жидкость, оно, перетекая, должно было бы сохраниться — его количество не должно было бы изменяться. Так и считали: сколько забрали от нагревателя — столько получил холодильник.

На первый взгляд так и есть: охлаждается чайник — нагревается воздух, но часто бывает совсем не так. Одной из главных трудностей теории теплорода была невозможность расчета полного количества теплоты, полученного трением. Если, например, долгое время тереть друг о друга ладони или два куска металла, можно производить неограниченное количество теплоты. Известно, что при трении тела нагреваются. Первым, кто обратил на это внимание, был Бенджамин Томсон (ставший впоследствии графом Румфордом). Он был одним из наиболее непримиримых противников теории теплорода.

Самая известная работа Румфорда «Исследование источника тепла, вызываемого трением» была представлена в Королевское общество (Англия) в 1798 г. В ней содержались результаты замечательного эксперимента, связанного со сверлением пушечного ствола. Используя тупой инструмент в сверлильном станке, Румфорд в течение 2,5 часов получил за счет трения столько тепла, что превратил в пар примерно 12 кг воды. При этом было получено только 270 г стружки. Раньше никто серьезно не задумывался, почему нагревается ствол. Румфорд же задал себе этот вопрос и не нашел ответа. Единственное решение могло бы состоять в том, что в стружках содержится меньше теплорода, чем в сплошной отливке, а его избыток и выделяется при сверлении. Но тогда стружку было бы легче нагреть, чем сплошной металл, у стружек должна быть теплоемкость меньше, чем у сплошного металла, но это решительно противоречило опыту.

Еще большая неприятность заключалась в том, что затупленные сверла «порождали» больше тепла, чем хорошо заточенные. Непонятным образом сверлением можно было бы добыть неограниченное количество тепла. Все это никак не укладывалось в простую модель перетекающего с места на место теплорода. Чаша весов склонялась к тому, чтобы связать природу теплоты с движением. Таким образом, результаты опытов Румфорда отнюдь не могли считаться решающим доказательством, подрывающим теорию теплорода; наоборот, ее приверженцы полагали, что эти результаты позволяют понять и объяснить некоторые неясные моменты теории. С таким же хладнокровием сторонники теории теплорода приняли через год, в 1799 г., результаты Гэмфри Дэви, который показал, что трение двух кусков льда друг о друга может вызвать их таяние.

Этот эксперимент 17-летний Г. Дэви провел на берегу реки Лариган в один из зимних дней 1795 г. Естественно, что полученный в этом эксперименте результат убедительно доказывал несостоятельность теплородной теории теплоты.

Спустя несколько лет (в 1799 г.), уже работая химиком в институте пневматики в Клифтоне, Дэви повторил свой опыт в лабораторных условиях. Два бруска льда при помощи особого механизма очень быстро терли друг о друга в течение 1 мин. Температура льда была  $-1.6^{\circ}\text{C}$ . Температура воды, образовавшейся в результате плавления льда, оказалась выше температуры окружающего воздуха ( $1.8^{\circ}\text{C}$ ). Так как теплота извне не поступала, то

единственной причиной нагревания поверхностей льдин можно считать трение. При этом Дэви, желая избежать возможных возражений, отмечал, что теплоемкость воды, образовавшейся из льда, больше теплоемкости льда, и, следовательно, вода не может рассматриваться как источник теплоты, растопившей лед.

В некотором смысле эксперимент Дэви был более чем однозначным, чем сверление пушечного ствола, производимое Румфордом. После тщательно выполненных калориметрических исследований Джозефа Блэка все были согласны, что вода содержит больше тепла, чем лед. Если бы в эксперименте Дэви теплород сохранялся, то лед не должен был таять. Теория теплорода не предлагала на этот счет никакого удовлетворительного ответа. Все же, теория теплорода не только не потерпела крушения при сопоставлении с результатами Румфорда и Дэви, а наоборот, достигла вершины своего развития после этого. Тем не менее, эти результаты породили сомнения у многих ученых в справедливости теплородной модели тепловых явлений. Лишь несколько позднее было уделено должное внимание тому факту, что в опытах Румфорда и Дэви тепло производилось за счет механической работы. Уже этот факт подталкивал к мысли, что между теплотой и механической работой есть что-то общее, объединяющее их. Действительно, если глубоко проникнуть в механизм действия паровой машины, нетрудно заметить, что теплота преобразуется в механическую работу. Наоборот, если потереть два тела, они нагреваются, что и делал первобытный человек для получения огня. Эти процессы теплородная теория теплоты объяснить не могла. Если получение механической работы за счет падения теплорода с высокого уровня на низкий (как воды в плотинах ГЭС) еще как-то можно было объяснить, то обратный процесс нагревания тел при трении (увеличение количества теплорода) эта теория уже объяснить не могла.

Повседневный опыт человеческой деятельности, практика создания тепловых машин, специальные научные исследования подводили единую базу под понятия «теплота» и «работа», а вместе с тем наносили решающий удар по теплородной теории теплоты. Учеными-механиками был сформулирован закон сохранения механической энергии, но на практике соотношения закона сохранения механической энергии не выполнялись. Основной причиной этого несоблюдения было наличие неконсервативной силы, приводящей к рассеянию (диссипации) энергии в окружающую среду. Мы уже знаем, что маятник, выведенный один раз из состояния покоя, должен бы бесконечно долго совершать колебания (если рассматривать этот процесс в рамках закона сохранения механической энергии). Однако этого не происходит. Маятник останавливается. Причина — наличие диссипативной (неконсервативной) силы трения в подвесе, подавляющей механическое движение. В результате действия силы трения подвес маятника нагревается. Таким образом, механическая энергия маятника путем совершения работы была передана подвесу, увеличив его внутреннюю энергию. Благодаря разности температур между подвесом и окружающей средой, внутренняя энергия подвеса путем теплообмена будет передаваться окружающей среде.

Может наблюдаться и обратный процесс: внутренняя энергия окружающей среды передается путем теплообмена термодинамической системе (например, газу), в результате чего внутренняя энергия окружающей среды

уменьшится, а внутренняя энергия системы увеличится на одинаковую величину. При нагреве газ может изменять свой объем. Это может произойти, если его поместить в цилиндр с подвижным поршнем. Газ при расширении может совершить работу против внешних сил, т. е. внутренняя энергия газа путем совершения работы может передаваться окружающей среде (в окружающей среде может произойти, например, поднятие груза, вращение ведущих колес автомобиля, трактора, танка и других машин).

Таким образом, в результате передачи энергии от газа окружающей среде в виде работы его внутренняя энергия  $U$  уменьшается, а потенциальная энергия окружающей среды  $E_{\text{п}}$  (при поднятии груза) или кинетическая энергия  $E_{\text{к}}$  (при изменении скорости движения) увеличивается. В конечном итоге говорят, что энергия одного вида преобразуется в энергию другого вида.

Чтобы исключить ошибки при анализе энергетических преобразований, нужно совершенно четко представлять различие между внутренней энергией, содержащейся в каком-либо теле, и энергией, подводимой к нему (или отводимой от него). Как мы заметили выше, передача энергии может происходить в двух формах — *теплоты* и *работы*.

Таким образом, общность теплоты и работы определяется тем, что они представляют собой *количественную меру* передаваемой энергии. Но между ними есть и существенная разница.

- *Работа* — это передача энергии в упорядоченной (организованной) форме, при которой каждая частица совершает движение (если не считать колебаний) по строго определенной траектории.

Например, посредством шестерен, каждая частица которых вращается по строго определенной траектории, происходит передача механической энергии от одного вала к другому путем совершения работы. Если в качестве системы будет выбран груз, то с помощью ворота путем совершения работы при подъеме или опускании каждая его частица движется строго по прямой линии.

Напротив, передача энергии в форме теплоты совершается хаотическим движением частиц. При контакте двух тел с разными температурами молекулы тела, имеющего более высокую температуру, «раскачивают» молекулы более холодного тела так, что средняя скорость первых уменьшается, а вторых — увеличивается. В результате такого взаимодействия определенное количество энергии передается от первого тела ко второму.

Таким образом, существуют два способа передачи энергии в рассматриваемой системе: посредством ее нагревания или совершением над ней работы. Оба этих факта можно сформулировать так:

- совершая над некоторой системой работу, мы вынуждаем ее частицы двигаться упорядоченно; и наоборот, если рассматриваемая система совершает работу над окружающей средой, она вызывает в ней упорядоченное движение;
- при нагревании системы мы всегда вынуждаем ее частицы двигаться неупорядоченно; и наоборот, когда теплота переходит от системы к окружающей среде, в ней возникает неупорядоченное движение.

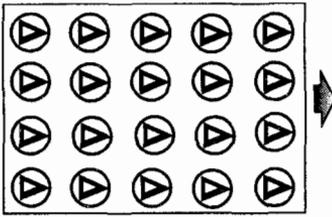


Рис. 4.13. Условная схема передачи энергии в упорядоченной (механической) форме

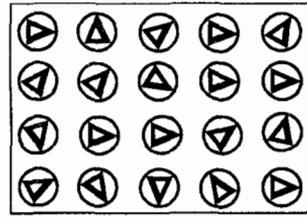


Рис. 4.14. Условная схема передачи энергии в неупорядоченной (тепловой) форме

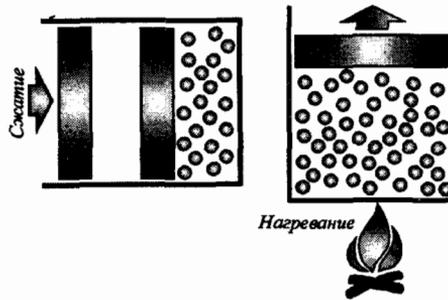


Рис. 4.15. Передача энергии термодинамической системе в различных формах

Различие между этими двумя способами передачи энергии условно показано на рис. 4.13, 4.14.

В качестве примера рассмотрим теннисный мяч массой  $m$ . Для нас рассматриваемой системой (или объектом нашего изучения) является мяч. Если мячу (системе) сообщить скорость  $V$  путем совершения над ним работы, то он запасет кинетическую энергию, равную  $E_k = (mV^2)/2$ .

Мяч будет изменять свое положение в пространстве. При этом все его частицы движутся так, как показано на рис. 4.13 (если не рассматривать колебания атомов и молекул).

С другой стороны, мы можем изменить энергию мяча, не производя над ним работу. Для этого достаточно нагреть его. Тогда мяч не будет менять своего положения в пространстве (нет упорядоченного движения его частиц), но скорость хаотического движения его частиц увеличится. Внутренняя энергия мяча увеличится. В результате нагрева энергия от источника была передана мячу в неупорядоченной форме (рис. 4.14).

Рассмотрим другой пример. Пусть имеется цилиндр с подвижным поршнем, заполненный газом (рис. 4.15). Если мы (окружающая среда) будем перемещать поршень вниз, то газ (система) будет сжиматься (увеличиваются его температура и давление). Все частицы поршня (окружающая среда) при этом перемещаются в одном направлении, т. е. упорядоченно. Частицы газа будут двигаться неупорядоченно с большей скоростью, чем до сжатия. Внутренняя энергия газа возрастет.

Нагреем газ в цилиндре, т. е. сообщим ему некоторое количество энергии в форме теплоты<sup>1</sup>. Скорость неупорядоченного движения частиц газа возрастет (возрастут давление и температура). Под действием давления газа поршень будет перемещаться вверх, т. е. система (газ) будет совершать работу в окружающей среде. Частицы поршня будут двигаться упорядоченно. Из неупорядоченного движения частиц газа с помощью цилиндра с подвижным поршнем мы выделили упорядоченное движение частиц поршня.

Приведенные выше факты позволяют сделать следующие выводы:

1. Если системе сообщается энергия в форме работы (упорядоченная форма передачи энергии), то система может запастись энергиею:
  - в упорядоченной форме (кинетическая и (или) потенциальная энергия); например, скорость движения тела возрастает или увеличивается высота подъема груза;
  - в неупорядоченной форме (внутренняя энергия); например, возрастает скорость хаотического движения частиц газа в цилиндре при его сжатии).
2. Если системе сообщается энергия в форме теплоты (неупорядоченная форма передачи энергии), то система запасает энергию в неупорядоченной форме (внутренняя энергия). Например, нагревание газа в цилиндре приводит только к увеличению скорости хаотического движения его частиц.
3. Упорядоченная форма энергии может быть преобразована в неупорядоченную форму (сгорание топлива, сжатие газа и др.) и наоборот (расширение газа в цилиндре с подвижным поршнем, расширение газа в турбинной ступени ГТД).

Задача человечества состоит в том, чтобы получать больше упорядоченной по форме энергии из неупорядоченной по форме энергии. Как мы убедимся в дальнейшем, запасы энергии даже в пределах Земли огромны, а вот ее качество не всегда самое высокое. Самое высокое качество имеет упорядоченная форма энергии (механическая энергия).

## 4.4. ЭКВИВАЛЕНТНОСТЬ ТЕПЛОТЫ И РАБОТЫ. КОНЕЦ ТЕПЛОРОДНОЙ ТЕОРИИ ТЕПЛОТЫ

Известно, что в котле паровой машины (рис. 1.8) теплота подводится к системе (пару) из окружающей среды. Химическая энергия топлива (дров, угля) в результате окисления преобразуется в тепловую форму, которая передается рабочему телу (системе) путем теплообмена. Параметры рабочего тела изменяются (увеличиваются давление и температура). Пар из котла поступает в цилиндр с подвижным поршнем (они относятся к окружающей среде). Благодаря такой конструкции неупорядоченная энер-

<sup>1</sup> В дальнейшем, если это не приведет к путанице, будем употреблять выражение «сообщим некоторое количество теплоты...», понимая под этим передачу энергии в форме теплоты.

гия хаотического движения частиц пара (внутренняя энергия) передается окружающей среде в форме работы (в организованной форме). Именно, благодаря рабочему телу можно преобразовать внутреннюю энергию в потенциальную или кинетическую и наоборот.

Получая энергию из окружающей среды в форме теплоты, рабочее тело передает ее окружающей среде (поршню и связанным с ним телам) в форме работы. Мы говорим, что теплота была преобразована в работу, хотя формально понимаем другое — внутренняя энергия окружающей среды (дрова, уголь сгорают в окружающей среде) была передана рабочему телу в форме теплоты (через стенки котла), в результате чего энергия окружающей среды уменьшилась, а рабочего тела — увеличилась. В дальнейшем внутренняя энергия рабочего тела передается подвижному поршню (окружающей среде) в форме работы. Энергия (в упорядоченной форме) окружающей среды увеличивается, а рабочего тела — уменьшается. Таким образом, окружающая среда отдает энергию рабочему телу (системе) в форме теплоты, а получает от него энергию в форме работы. Так как все эти процессы обычно происходят одновременно, говорят, что теплота преобразуется в работу. Нетрудно заметить, что паровая машина может непрерывно получать из окружающей среды неупорядоченную по форме энергию (в форме теплоты) и непрерывно преобразовывать ее в упорядоченную по форме энергию (в механическую работу). Именно для этого и были созданы тепловые двигатели (поршневые и газотурбинные ДВС). Тем не менее, в некоторых случаях, как мы убедимся далее, в количественном отношении процессы преобразования теплоты в работу и наоборот (неупорядоченной формы энергии в упорядоченную форму и наоборот) — несимметричны.

Проведем такой опыт. Поместим в воду два тела и будем их интенсивно тереть друг о друга. В этом случае энергия, подводимая к телам в форме механической работы, будет преобразована в тепловую форму. Вода при этом нагреется от температуры  $T_1$  до температуры  $T_2$  ( $T_2 > T_1$ ). Внутренняя энергия воды при этом возрастет от  $U_1$  до  $U_2$ . Затем вода снова остывает до температуры  $T_1$ , отдавая энергию в форме теплоты  $Q$  (общепринятое обозначение) окружающей среде. Если охладить воду до прежней температуры, то ее внутренняя энергия останется такой же, как и вначале; следовательно, подведенная работа  $W$  оказалась преобразованной в теплоту  $Q$ . Это натолкнуло ученых на мысль о том, что теплота и работа являются общей мерой передаваемой энергии, т. е. они *эквивалентны*.

Развитие техники (создание паровых машин и других тепловых двигателей) требовало осмысления процессов преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму и обратно, точного их количественного анализа.

Ученые и инженеры того времени начали осознавать, что теплота и работа — это лишь две формы передачи особого свойства материи — энергии. Однако теплоту тогда измеряли в одних единицах (калориях, килокалориях), а работу — в других (килограмм-сила на метр). Такая ситуация сложилась потому, что в то время теплоту и работу считали различными свойствами материи. Но теплота и работа выражают всего только два способа передачи энергии и ничего большего. Следовательно,

они должны измеряться в одних и тех же единицах. Теплота выражает передачу энергии на микроскопическом уровне (на уровне элементарных частиц), а работа — передачу энергии на макроскопическом уровне (передачу энергии в результате силового взаимодействия тел). Для количественных соотношений необходимо было установить одинаковые единицы измерения теплоты и работы, так как они отражают одно и то же свойство материи. Необходимо было установить коэффициент пересчета тепловых единиц измерения энергии в механические единицы измерения, т. е. установить между ними «мостик» в виде некоторого коэффициента. Впоследствии этот коэффициент был назван механическим эквивалентом теплоты.

Первым правильно поставил (и в основе решил) задачу определения теплового эквивалента работы французский военный инженер Никола Леонар Сади Карно (1796–1832 гг.), сын великого французского инженера, ученого, математика и механика, члена Парижской Академии наук, известного политического деятеля Великой французской революции Лазара Карно.

С. Карно написал в 1824 г. небольшую научную работу «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу», ставшую впоследствии знаменитой.

В своей работе Карно начал закладывать принцип превращения теплоты в работу и наоборот, отмечая их эквивалентность. В более поздних записях он писал: *«Тепло — не что иное, как движущая сила или, вернее, движение, изменившее свой вид; это движение частиц тел возникает повсюду, где происходит уничтожение движущей силы. Обратно: всегда при исчезновении тепла возникает движущая сила. По некоторым представлениям, которые у меня сложились относительно теории тепла, создание единицы движущей силы требует затраты 2,7 единицы тепла».*

Насколько правильно Карно подсчитал тепловой эквивалент работы? Заметим, что значение механического эквивалента, вычисленного Карно, составляет 2,7 ккал на единицу работы, за которую он принимает 1000 кгс·м. Это соответствует 370 кгс·м/ккал, что недалеко от истины (427 кгс·м/ккал).

К сожалению, открытие Карно осталось неизвестным его современникам и не оказало влияния на дальнейшее развитие учения об энергии. Карно слишком мало прожил, поэтому не смог довести до научной общестественности свои научные идеи.

Немецкий врач и ученый Роберт Майер (1814–1878 гг.) уточнил численное значение механического эквивалента теплоты. Полученная им цифра — 365 кгс·м/ккал оказалась менее точной, чем у Карно. Сделать это в то время было очень трудно. Причина была даже не в примитивности существовавшей на то время научной аппаратуры — большую трудность для ученых того времени представляла созданная ими же бюрократическая машина принятия научных доказательств. Майер все преодолел на своем пути, поставив на алтарь науки свою собственную жизнь.

Майер был судовым врачом. Во время плавания он наблюдал за различными морскими явлениями. Однажды штурман сказал ему, что во время сильной бури морская вода становится теплее. Эти замечания штурмана



Рис. 4.16. Схема проведения опыта по определению механического эквивалента теплоты

Майер занес в свой дневник. На основании этой записи у Майера возникла мысль о связи между теплотой и работой<sup>1</sup>.

К этому выводу его подтолкнул и другой факт. Делая переливание крови матросам в районах экватора, где климат жаркий, он заметил, что венозная кровь светлее, чем во время переливания крови в районах с умеренным климатом. Майер пришел к выводу, что процессы окисления в жарком климате происходят медленнее, так как организму не требуется большого количества тепла.

Майер написал статью «Количественное и качественное определение сил», но физический журнал «Annalen der Physik und Chemie» не опубликовал ее вообще. Тогда Майер опубликовал ее в другом журнале и под другим названием «Замечания о неодоушевленных силах природы», но никто тогда не обратил внимания на эту статью. И все-таки время привело, наконец, к признанию его величайших заслуг перед наукой. В Швейцарии Майера избирают почетным членом Общества естествоиспытателей. В Англии признают за ним приоритет и славу творца закона сохранения энергии, за что Лондонское королевское общество присуждает Майеру медаль. Во Франции он избирается членом Парижской Академии наук. В работе Майера «Замечания о силах неживой природы» уже не только четко ставился вопрос о механическом эквиваленте теплоты, но и приводилось его значение, вычисленное по известным в то время данным для теплоемкостей воздуха при постоянном давлении  $c_p$  и постоянном объеме  $c_v$ .

Для определения механического эквивалента теплоты поступим следующим образом. Поместим в цилиндр с подвижным поршнем (рис. 4.16) воздух, массой  $m_v = 1$  кг. Для упрощения расчетов примем массу поршня равной  $m_n = 1$  кг. На поршень действует сила тяжести  $G$ , стремящаяся переместить поршень вниз, т. е. сжать воздух, находящийся в цилиндре. Пусть диаметр поршня равен 0.1 м. Сверху на поршень действует атмо-

<sup>1</sup> Читатель может убедиться в этом сам, проведя следующий опыт. Налив в бутылку до половины воды, и встряхивая ее, через несколько минут можно заметить, что температура воды в ней увеличилась примерно на  $1 \dots 2^\circ\text{C}$ .

сферное давление, равное

$$p_0 = 101325 \text{ Па} = 101325 \text{ Н/м}^2.$$

Следовательно, окружающая среда прикладывает к поршню усилие, равное

$$P_0 = p_0 F_{\text{п}} = p_0 \frac{\pi \cdot D^2}{4} = 101325 \cdot \frac{3.141592 \cdot 0.1^2}{4} = 795.8046 \text{ Н},$$

где  $F_{\text{п}}$  — площадь поршня;  $D$  — диаметр поршня.

Так как  $1 \text{ кгс} = 9.80665 \text{ Н}$ , то можно записать:

$$P_0 = \frac{795.8046}{9.80665} = 81.14949 \text{ кгс}.$$

На поршень действует сила тяжести, равная

$$G = 1 \cdot 9.80665 = 9.80665 \text{ Н} = 1 \text{ кгс}.$$

Суммарная сила, действующая на воздух со стороны поршня, равна

$$\sum P = G + P_0 = 81.14949 + 1 = 82.14949 \text{ кгс}.$$

Если поршень находится в неподвижном состоянии, то в соответствии с третьим законом Ньютона со стороны воздуха на поршень действует такая же сила  $P = \sum P$ .

Зафиксируем поршень и нагреем воздух. В этом случае нагревание воздуха будет происходить при постоянном объеме ( $V = \text{idem}$ ), так как поршень не перемещается. Пусть температура воздуха изменилась на величину, равную  $\Delta T = 10 \text{ К}$ . Теплоемкость воздуха при постоянном объеме равна

$$c_v = 0.7159 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)} = 0.1709897 \text{ ккал/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Тогда в изохорном процессе воздуху будет передана энергия в форме теплоты, равная

$$Q_1 = m_v c_v \Delta T = 1 \cdot 0.1709897 \cdot 10 = 1.709897 \text{ ккал}.$$

Освободим поршень и снова нагреем воздух в цилиндре, изменив его температуру также на величину, равную  $\Delta T = 10 \text{ К}$ . При нагревании давление воздуха будет увеличиваться, что приведет к перемещению поршня вверх. Пусть поршень переместился на расстояние, равное  $L \approx 3.57 \text{ м}$ . При перемещении поршня вверх давление газа будет оставаться постоянным. Следовательно, поршень будет перемещаться под действием силы, равной  $P = \sum P$ . В этом случае газу будет сообщена энергия в форме теплоты, равная

$$Q_2 = m_v c_p \Delta T = 1 \cdot 0.2396102 \cdot 10 = 2.396102 \text{ ккал},$$

где  $c_p = 0.2396102 \text{ ккал/(кг} \cdot \text{К)}$  — теплоемкость воздуха при постоянном давлении.

Теплота  $Q_1$ , сообщаемая воздуху в изохорном процессе, расходуется только на изменение его внутренней энергии. Теплота  $Q_2$ , сообщаемая воздуху в изобарном процессе, расходуется на изменение внутренней энергии (расходуется ровно  $Q_1$ ) и совершение работы  $W$  над поршнем. Тогда

разность  $Q_2 - Q_1 = \Delta Q = W$  представляет собой теплоту, затраченную на совершение работы.

Определим теплоту, затраченную на совершение работы:

$$\Delta Q = 2.396102 - 1.709897 = 0.686205 \text{ ккал.}$$

Определим работу, совершаемую воздухом над поршнем:

$$W = \sum P \cdot L = 82.14949 \cdot 3.57 = 293.2736 \text{ кгс} \cdot \text{м.}$$

Между теплотой  $\Delta Q$  и работой  $W$  можно установить следующую взаимосвязь для согласования единиц их измерения:

$$\Delta Q \cdot I = W; \quad 0.686205 [\text{ккал}] \cdot I = 293.2736 [\text{кгс} \cdot \text{м}].$$

Из последнего соотношения определим механический эквивалент теплоты

$$I = \frac{293.2736 [\text{кгс} \cdot \text{м}]}{0.686205 [\text{ккал}]} \approx 427 \frac{\text{кгс} \cdot \text{м}}{\text{ккал}}.$$

Для получения удовлетворительных результатов по описанной методике необходимо очень тщательно проводить эксперименты.

Результаты, полученные Майером, вызвали в то время отрицательную реакцию в научных кругах. Долгое время оспаривался его приоритет. Причина была в том, что полученные результаты окончательно опровергали принятую теплотородную теорию теплоты.

Тем не менее, сыну английского пивовара Джеймсу Прескотту Джоулю, показавшему точную эквивалентность теплоты и работы, удалось блестяще доказать несостоятельность теории теплорода.

Среди домашних учителей Джоуля был основоположник атомистической теории строения вещества Джон Дальтон. В отличие от Дальтона, который был плохим экспериментатором, Джоуль с самого начала был убежден в важности проведения точных экспериментов. Его привычку к количественным измерениям характеризует тот факт, что он взял с собой термометр во время путешествия во французские Альпы. Он хотел измерить изменение температуры воды при ее падении с большой высоты. Этот интерес станет понятным, когда мы рассмотрим исследования Джоуля. После открытия М. Фарадея в физике середины XIX века преобладал интерес к теории и экспериментам в области электрических и электромагнитных явлений. Неудивительно, что первые опыты Джоуля были связаны с тепловыми эффектами, вызванными прохождением электрического тока, создаваемого гальваническими элементами. Джоуль, одновременно с русским физиком Э. Ленцем (1804–1865 гг.), сформулировал закон, устанавливающий зависимость выделяемой в проводнике теплоты от силы тока и напряжения (закон Джоуля—Ленца). Закон гласит, что количество теплоты (тепловой энергии), выделяющейся при прохождении тока силой  $I$  по проводнику с сопротивлением  $R$ , равно  $I^2 R$ . (Правильнее сказать не «количество теплоты, выделяющейся при прохождении тока», а «количество теплоты, которое должно быть передано от проводника окружающей среде, чтобы его температура осталась постоянной»). Джоуль провел исследования по всей цепи преобразования электроэнергии, начиная от гальванических элементов и заканчивая работой электромагнитных сил.

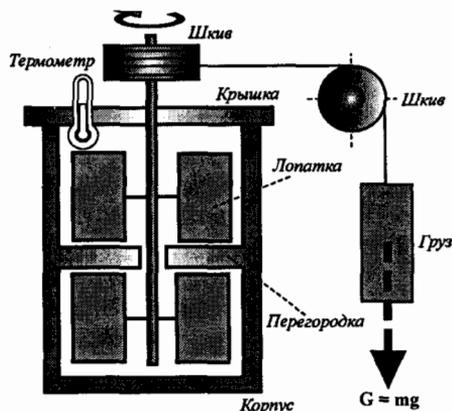


Рис. 4.17. Схема установки Дж. Джоуля для определения механического эквивалента теплоты

Начиная с 1843 г., Джоуль более 30 лет занимался исследованием соотношения между механической работой и теплотой. Он провел оригинальный эксперимент, в котором использовал генератор, действовавший за счет опускания груза с помощью системы блоков. Полученный от генератора ток пропускался через сопротивление, погруженное в воду. Сравнивая повышение температуры с механической работой, выполненной опускающимися грузами, Джоуль определил, что 1 британская тепловая единица (1 BTU) эквивалентна 838 фунт-сила-фут работы.

Следует заметить, что 1 фунт-сила-фут равен около 1.3 Дж, тогда как  $1 \text{ BTU} \approx 10^3 \text{ Дж}$ .

Джоуль получил еще несколько различающихся значений механического эквивалента теплоты: 770 фунт-сила-фут; 798 фунт-сила-фут.

Стремление Джоуля получить более точное значение механического эквивалента теплоты заставило его провести специальные эксперименты с различными жидкостями. В его знаменитом опыте опускающийся груз (рис. 4.17) вращал лопатки, погруженные в различные жидкости, в том числе в воду, ртуть. Эти измерения дали для 1 BTU значение 782 фунт-сила-фут.

Через несколько лет Джоуль заново определил механический эквивалент теплоты, измеряя повышение температуры воды при прохождении тока через сопротивление. Результаты этих опытов сильно отличались от результатов предыдущих опытов.

В 1850 г. Джоуль повторил опыт с опускающимся грузом и вращающимися лопатками (рис. 4.17) и с огромной точностью определил, что 1 BTU эквивалентна работе, равной 772 фунт-сила-фут. Таким образом, он смог показать, что эталон сопротивления, принятый Британской ассоциацией (на котором был основан его эксперимент с нагреванием воды посредством пропускания электрического тока) был неправильным!

В настоящее время точное значение механического эквивалента теплоты составляет:

$$4.186 \text{ Дж} = 1 \text{ кал}; \quad 4.186 \text{ кДж} = 1 \text{ ккал}.$$

Если пересчитать последнее значение механического эквивалента теплоты, полученное Джоулем, а именно 772 фунт–сила–фут, то получится 4.155 Дж/кал — число, отличающееся от современного экспериментального значения менее чем на 1%.

Таким образом, механический эквивалент теплоты установил однозначную связь между исторически независимыми единицами измерения теплоты и работы. Определение единиц теплоты через единицы работы отражает окончательное признание эквивалентности работы и теплоты. Этот факт являлся свидетельством того, что в науке признавалась фундаментальная взаимосвязь тепловых и механических явлений, базирующаяся на фундаментальном свойстве материи, называемом энергией. Теплота и работа — это лишь абстрактные понятия, выражающие способы передачи энергии.

Аналогичная ситуация сложилась к настоящему времени и в механике. Например, в механике часто утверждают, что на тело действуют следующие силы:

- сила тяжести;
- центробежная сила;
- сила инерции;
- сила реакции;
- сила трения.

Но в природе существует только одна сила, как и энергия. Эти названия обусловлены тем, что исследователи стремятся акцентировать внимание на обстоятельствах их возникновения. Так, название «сила трения» позволяет нам осознавать, что эта сила возникает в результате относительного перемещения тел, находящихся в контакте.

Если проанализировать опыты Джоуля, то можно установить, что в принципе он повторил опыты Румфорда по сверлению пушечного ствола, проявив при этом намного больше научной интуиции и тщательности.

В настоящее время используется другое значение механического эквивалента теплоты  $1 \text{ кал} = 4.184 \text{ Дж}$ .

Эта калория называется термохимической калорией. Мы не будем останавливаться на небольшом различии этих двух определений, разница между которыми составляет не более 0.5%. Обратимся к опытам Джоуля. Они показали, что данное изменение в системе может наступить в результате, как теплового, так и механического взаимодействия (совершения работы). Температура воды в сосуде будет повышаться и когда ее перемешивают (опыт нужно проводить в хорошо теплоизолированном сосуде), и когда сосуд ставят на горячую плиту.

Газ можно нагреть, совершив над ним работу сжатия, или приведя его в контакт с горячим телом. Поясним это на примерах.

Пусть мы хотим изменить энергию куска железа массой 1 кг (он представляет кубик с ребром около 5 см).

Одна из возможностей заключается в том, чтобы поднять его на высоту 1 м. При высоте подъема 1 м прирост потенциальной энергии образца составит около 10 Дж. В результате подъема мы переместим все атомы упорядоченно на расстояние 1 м. При этом энергия от человека передается

образцу посредством совершения работы (энергия человека убывает, хотя она и восстанавливается в организме за счет окисления пищи). Образец запасает энергию в виде потенциальной (гравитационной) энергии всех атомов в поле тяжести Земли.

Вторая возможность изменить энергию образца — бросить его в горизонтальной плоскости в каком-либо направлении. В этом случае возрастает кинетическая энергия всех его атомов, которые совершат так же упорядоченное движение. Если все они движутся с одинаковой скоростью, равной 4.5 м/с, то образец приобретет энергию 10 Дж. Энергия вновь была передана образцу посредством совершения работы, но теперь она запасена в виде кинетической энергии всех его атомов (атомы образца движутся упорядоченно в одном направлении, исключая колебательные движения).

Наконец, мы можем изменить энергию образца путем нагревания, поместив его в пламя (его температура повышается). В результате нагрева внутренняя энергия образца увеличивается, хотя он в этом случае остается в своем первоначальном положении. Если температура образца изменится на  $0.03^{\circ}\text{C}$ , то сообщенная ему энергия составит 10 Дж. Энергия передана образцу посредством теплоты (нагревания), а это увеличивает скорости неупорядоченного движения атомов (молекул).

Джоуль добавил к этим фактам точное количественное соотношение. Своими опытами он доказал, что при любом изменении в системе отношение необходимой величины работы к необходимому количеству теплоты, которые вызывают одно и то же изменение, всегда одинаково и составляет

$$I = \frac{4.186 \text{ джоулей работы}}{1 \text{ калория теплоты}},$$

где  $I$  — механический эквивалент теплоты.

Джоуль показал, что это отношение остается постоянным для множества различных систем и многих видов работы, поэтому оно было принято за абсолютную константу.

Беря с собой термометр во время путешествия, Джоуль пытался определить механический эквивалент теплоты путем измерения разности температуры воды в верхней и нижней точке водопада. Почему Джоуль решил провести такой эксперимент? Действительно, вода в верхней точке находится на некоторой высоте по отношению к основанию водопада, являющемуся нижней точкой воды. Следовательно, она обладает некоторым запасом потенциальной энергии. При падении потенциальная энергия воды уменьшается, а кинетическая энергия — увеличивается. В нижней точке водопада вода находится в неподвижном состоянии, поэтому ее потенциальная и кинетическая энергия равна нулю. Но энергия не исчезает, а лишь преобразуется из одного вида в другой, следовательно, потенциальная энергия воды сначала преобразуется в кинетическую энергию, а последняя преобразуется во внутреннюю (тепловую) энергию. Внутренняя энергия воды у основания водопада должна быть больше, чем внутренняя энергия той же воды в его верхней точке. Так как внутренняя энергия любого вещества пропорциональна его температуре, температура воды у основания водопада должна быть больше, чем в верхней точке. Этот факт и хотел зафиксировать Джоуль.

Предположим, что падающая вода (система) с окружающей средой не взаимодействует и что охлаждение за счет ее испарения отсутствует. Изменение потенциальной энергии воды при ее падении равно

$$\Delta ПЭ = mgh,$$

где  $m$  — масса воды;  $g$  — ускорение свободного падения;  $h$  — высота водопада.

При падении воды происходит преобразование потенциальной энергии в кинетическую энергию, а последней — во внутреннюю энергию. В общем случае изменение внутренней энергии равно изменению потенциальной энергии. С другой стороны, изменение внутренней энергии прямо пропорционально массе  $m$ , удельной теплоемкости  $c_v$  и изменению температуры воды  $\Delta t$ :

$$\Delta ВЭ = Q = mc_v \cdot \Delta t.$$

Так как изменение потенциальной энергии равно изменению внутренней энергии, то можно записать

$$I \cdot Q \text{ [теплота в калориях]} = mgh \text{ [работа в джоулях];}$$

$$I \cdot mc_v \Delta t = mgh,$$

где  $I$  — механический эквивалент теплоты, устанавливающий связь между единицами теплоты (калориями, килокалориями, существовавшими ранее) и единицами работы (джоулями, килоджоулями).

Так как ранее считали, что теплота и работа — различные физические величины и между ними ничего общего нет, они имели и различные единицы измерения. После преобразований последнее выражение можно записать в виде

$$I = \frac{mgh}{mc_v \cdot \Delta t}.$$

В качестве примера рассмотрим 1 кг воды, падающей с высоты 800 м. Пусть было зафиксировано изменение температуры воды  $\Delta t = 1.172^\circ \text{C} = 1.172 \text{ K}$ . Теплоемкость воды равна

$$c_v = 1 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{K}) = 1 \text{ ккал}/(\text{кг} \cdot \text{K}).$$

Определим механический эквивалент теплоты:

$$\begin{aligned} I &= \frac{9.81 \text{ [м/с}^2\text{]} \cdot 500 \text{ [м]}}{1.0 \text{ [ккал}/(\text{кг} \cdot \text{K})\text{]} \cdot 1.172 \text{ [K]}} = \frac{4905 \text{ [м}^2\text{/с}^2\text{]}}{1.172 \text{ [ккал/кг]}} = \frac{4905 \text{ [(кг} \cdot \text{м} \cdot \text{м)}/\text{с}^2\text{]}}{1.172 \text{ [ккал]}} = \\ &= 4185 \text{ (Н} \cdot \text{м)}/\text{ккал} = 4185 \text{ Дж/ккал} = 4.185 \text{ кДж/ккал}. \end{aligned}$$

Тем не менее, реально Джоуль не смог определить механический эквивалент теплоты. Причина заключалась в том, что в процессе падения вода сильно охлаждалась за счет испарения. Скрытая теплота испарения воды составляет 539 кал/г. Поэтому испарение только 0.2% воды вызывает понижение ее температуры, которое с избытком компенсирует повышение за счет превращения потенциальной энергии во внутреннюю энергию. Следовательно, эксперимент, задуманный Джоулем, был обречен на неудачу.

Заслуги Джоуля были увековечены присвоением его имени единице энергии — джоуль (Дж).

Почему же так велико значение эквивалентности теплоты и работы? Чтобы понять это, нужно посмотреть, какого уровня достигла механика, когда Джоуль проводил свои опыты.

Вспомним, что ученые-механики уже сформулировали закон сохранения механической энергии, т. е.  $KЭ + ПЭ = idem$ , или  $\Delta(KЭ) + \Delta(ПЭ) = W$ , [изменение механической энергии равно работе внешних сил].

В реальных условиях этот закон при наличии неконсервативных сил (например, силы трения) не выполняется. Именно поэтому в те времена многие ученые замечали, что энергия рассматриваемой системы не сохранялась, поскольку она «исчезала».

Эту проблему помог решить механикам своими опытами Джоуль. Он установил, что механическая энергия рассматриваемой системы может передаваться другим системам не только посредством работы, но и в результате теплообмена. В те далекие времена ученые, изучая механические явления, не учитывали тепловые явления, так как не видели их взаимосвязи.

Работы Джоуля привели в итоге к формулировке первого начала (закона) термодинамики, которое определяет величину, называемую энергией, и утверждает, что она всегда *сохраняется*.

## 4.5. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ЗАКРЫТОЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Ранее мы установили следующий факт: если система не взаимодействует с окружающей средой (изолированная система) и в ней действуют только консервативные силы (работа этих сил не зависит от пути), то полная энергия системы есть величина постоянная, т. е.

$$E = E_k + E_p = \frac{mV^2}{2} + mgh = idem,$$

где  $E$ ,  $E_k$ ,  $E_p$  — соответственно полная, кинетическая и потенциальная энергии системы.

Следовательно, изменение полной энергии изолированной системы равно

$$\Delta E = E_2 - E_1 = 0,$$

т. е. изолированная система не может энергетически взаимодействовать с другими системами.

Если система совершает работу над окружающей средой, то ее полная энергия  $E$  уменьшается, так как она посредством этой работы передается окружающей среде, т. е.

$$\Delta E = \Delta KЭ + \Delta ПЭ = W,$$

где  $\Delta E$  — изменение полной энергии системы;  $\Delta KЭ$  — изменение кинетической энергии системы;  $\Delta ПЭ$  — изменение потенциальной энергии системы;  $W$  — работа, совершаемая системой в окружающей среде.

Рассмотрим идеальный маятник (рис. 4.18), который может совершать колебания вокруг неподвижной оси.

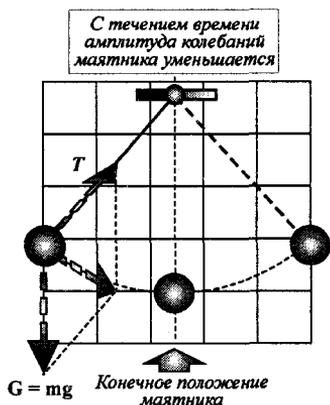


Рис. 4.18. Схема колебаний простейшего маятника

Он состоит из груза, подвешенного на абсолютно нерастяжимой нити. Нить привязана к подвесу. Пусть вокруг маятника (системы) отсутствует воздух, т. е. окружающая среда не оказывает сопротивление колебательному движению маятника. На маятник, на первый взгляд, действует только консервативная сила тяжести. Если маятник вывести из состояния покоя, то он должен бесконечно долго колебаться. Реально этого не происходит. Причиной тому является наличие неконсервативной (диссипативной) силы трения в подвесе, подавляющей механическое движение. Если после колебаний маятника измерить температуру подвеса, то она увеличится. Таким образом, механическая энергия системы была преоб-

разована во внутреннюю энергию. Следовательно, если в системе действуют как консервативные, так и неконсервативные силы, то ее полная энергия равна  $E = E_k + E_p + U$ , где  $U$  — внутренняя энергия системы. В реальных условиях внутренняя энергия от подвеса маятника передается в форме теплоты воздуху (окружающей среде). Ранее мы установили, что передача энергии между системой и окружающей средой может происходить путем совершения работы и (или) путем теплообмена.

Таким образом, изменение полной энергии системы равно количеству энергии, переданной окружающей среде и, наоборот, полученной от окружающей среды, как путем совершения работы, так и путем теплообмена, т. е.

$$\Delta E = \Delta KЭ + \Delta ПЭ + \Delta ВЭ = W + I Q, \quad (4.36)$$

где  $\Delta E$ ,  $\Delta KЭ$ ,  $\Delta ПЭ$ ,  $\Delta ВЭ$  — изменение соответственно полной, кинетической, потенциальной и внутренней энергий системы;  $W$  — работа, совершаемая системой в окружающей среде или окружающей средой над системой;  $I$  — механический эквивалент теплоты;  $Q$  — количество теплоты, передаваемой системой окружающей среде (или наоборот).

Раньше количество теплоты измеряли в калориях, а работу в джоулях. Но теплота  $Q$  и работа  $W$  — это лишь два способа передачи энергии. После установления между ними однозначной связи в виде механического эквивалента теплоты  $I = 4.184$  Дж/кал и теплоту  $Q$ , и работу  $W$  выражают в одних и тех же единицах энергии — джоулях, поэтому в равенстве (4.36) величина механического эквивалента теплоты равна  $I = 1.0$  Дж/Дж.

В настоящее время выражение (4.36) используется в следующем виде:

$$\Delta E = \Delta KЭ + \Delta ПЭ + \Delta ВЭ = W + Q. \quad (4.37)$$

В термодинамике обычно рассматривают закрытые и открытые системы. Закрытая система с течением времени не изменяет своего положения центра масс (ЦМ), поэтому изменение ее механической энергии равно нулю, т. е.  $\Delta KЭ + \Delta ПЭ = 0$ . В этом случае для закрытой термодинамической

системы соотношение (4.36) примет следующий вид:

$$\Delta E = \Delta B\Theta = W + Q, \quad (4.38)$$

или

$$\Delta E = \Delta U = W + Q. \quad (4.39)$$

Проанализируем выражение (4.39) с точки зрения правильности расстановки (согласования) знаков.

Этот вопрос уже обсуждался нами ранее. Представим себе газ, заключенный в цилиндр с подвижным поршнем. Сообщим газу некоторое количество энергии в форме теплоты  $Q$ , внутренняя энергия газа  $U$  увеличится, т. е.  $\Delta U > 0$ . Было условлено, если энергия в форме теплоты подводится к системе из окружающей среды, она пишется со знаком «плюс». Теперь изменим внутреннюю энергию газа путем совершения над ним работы сжатия окружающей средой. При сжатии газа его внутренняя энергия увеличивается  $\Delta U > 0$ . Аналогично было принято, если над системой совершается работа окружающей средой (система получает энергию из окружающей среды в форме работы), работа самой системы считается отрицательной и пишется со знаком «минус». Если сама система совершает работу над окружающей средой, работа положительна и пишется со знаком «плюс». Знаки «плюс» и «минус» означают лишь направление процессов взаимодействия. Окончательно, с учетом согласованности знаков, выражение (4.39) примет вид

$$\Delta E = \Delta U = Q - W. \quad (4.40)$$

Легко убедиться, если энергия в форме теплоты  $Q$  сообщается системе (теплота положительна), внутренняя энергия  $U$  системы возрастает ( $\Delta U > 0$ ), если же энергия в форме теплоты отводится от системы в окружающую среду — внутренняя энергия системы убывает ( $\Delta U < 0$ ). В первом случае система нагревается, во втором — охлаждается. Если система совершает работу  $W$  над окружающей средой (работа в этом случае положительна), внутренняя энергия системы  $U$  должна убывать ( $\Delta U < 0$ ), так как энергия в форме работы отводится от системы. Если окружающая среда совершает работу  $W$  над системой (работа системы в этом случае отрицательна), внутренняя энергия системы  $U$  увеличивается ( $\Delta U > 0$ ), так как энергия в форме работы передается системе.

Таким образом:

1. Если системе сообщается энергия в форме теплоты  $Q$  (система нагревается), в выражение (4.40) теплота должна записываться со знаком «плюс».
2. Если от системы отводится энергия в форме теплоты  $Q$  (система охлаждается), в выражение (4.40) теплота должна записываться со знаком «минус».
3. Если система совершает работу в окружающей среде (передает энергию окружающей среде в форме работы), в выражение (4.40) работа должна записываться со знаком «плюс».
4. Если работа  $W$  совершается над системой (энергия передается от окружающей среды системе в форме работы), в выражение (4.40) работа должна записываться со знаком «минус».

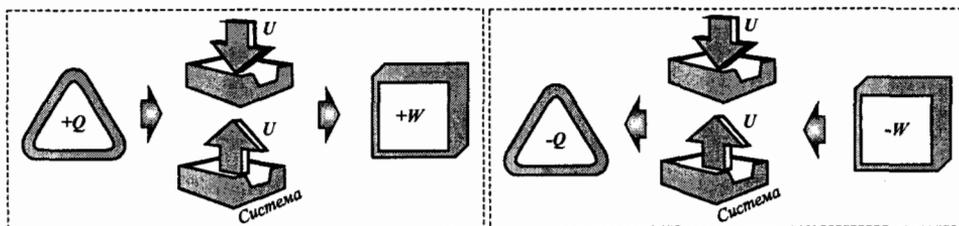


Рис. 4.19. Условная схема обмена энергией термодинамической системы с окружающей средой

Выражение (4.40) можно записать и в дифференциальной форме:

$$dE = dU = \delta Q - \delta W, \quad (4.41)$$

где  $dU$  — бесконечно малое изменение внутренней энергии системы;  $\delta Q$  — бесконечно малое количество энергии в форме теплоты, которым обменялись система и окружающая среда;  $\delta W$  — бесконечно малое количество энергии в форме работы, которым обменялись система и окружающая среда.

Сложилось так, что термины «работа» и «теплота» зачастую употребляют и в повседневной практике. С научной точки зрения, обозначения  $\delta Q$  и  $\delta W$  означают бесконечно малое количество энергии, передаваемой соответственно в форме *теплоты* и *работы*.

Уравнения (4.40) и (4.41) являются математическим выражением первого начала (закона) термодинамики для любого термодинамического процесса, который утверждает, что в любом термодинамическом процессе подведенная энергия в форме теплоты в общем случае расходуется на изменение внутренней энергии системы и передается окружающей среде в форме работы (на совершение внешней работы).

Для 1 кг рабочего тела выражение первого закона термодинамики имеет вид

$$q = \Delta u + w, \quad (4.42)$$

или в дифференциальной форме

$$\delta q = du + \delta w. \quad (4.43)$$

Уравнение первого закона термодинамики можно представить в виде схемы энергетического баланса в термодинамическом процессе (рис. 4.19). Направление стрелок к термодинамической системе или от нее означает соответственно передачу энергии от окружающей среды к системе или передачу энергии от системы к окружающей среде в форме теплоты  $Q$  или работы  $W$ .

В общем случае подвод энергии к системе в форме теплоты  $Q(q)$  вызывает увеличение внутренней энергии  $U(u)$  системы и выполнение работы  $W(w)$  в окружающей среде. Подвод энергии к системе из окружающей среды в форме работы  $W(w)$ , в общем случае, также вызывает увеличение внутренней энергии  $U(u)$  системы и передачу части внутренней энергии окружающей среде в форме теплоты. В частных случаях могут

присутствовать лишь некоторые потоки энергии или могут отсутствовать вообще.

Если количество сообщаемой системе энергии в форме теплоты  $Q$  равно количеству энергии, отводимой от системы в форме работы  $W$ , то внутренняя энергия  $U$  системы не изменяется.

Возможно и другое направление протекания термодинамических процессов. Если количество сообщаемой системе энергии в форме работы  $W$  равно количеству энергии, отводимой от системы в форме теплоты  $Q$ , то внутренняя энергия  $U$  системы также не изменяется. Поэтому с целью наглядного представления энергетического баланса некоторого процесса можно принять следующие символические условия:

- если стрелка внутри знака «система» направлена вверх (рис. 4.19), внутренняя энергия системы *увеличивается*;
- если стрелка направлена вниз — внутренняя энергия системы *уменьшается*;
- если стрелка внутри знака «система» имеет горизонтальное направление, внутренняя энергия системы *не изменяется*.

Следует обратить внимание на то, что хотя величины, входящие в уравнение первого закона термодинамики (внутренняя энергия  $U$ , работа  $W$  и количество теплоты  $Q$ ) выражаются в одних и тех же единицах энергии, физические понятия, определяющие эти величины, глубоко различны. Как уже отмечалось ранее, внутренняя энергия представляет собой энергию, накопленную рабочим телом (системой) в виде хаотического движения мельчайших частиц (сумма кинетических энергий хаотического движения всех частиц системы), а работа и теплота характеризуют энергию, которая подводится к системе или отводится от нее в каком-либо процессе. Исходя из этого, внутренняя энергия  $U$ , будучи функцией состояния рабочего тела (зависит только от температуры  $T$ ), является параметром состояния,  $dU$  — *полным дифференциалом*;  $\delta W$ ,  $\delta Q$  — только *бесконечно малые* величины, зависящие от пути протекания процесса (функции процесса).

Рассмотрим частные случаи уравнения первого закона термодинамики (4.41) и (4.42):

1. Если  $\delta Q = 0$  (энергия в форме теплоты не подводится к системе и не отводится от нее), из уравнения (4.41) следует, что  $\delta W = -dU$ , т. е. работа совершается телом без подвода теплоты за счет уменьшения внутренней энергии. Такой процесс без теплообмена называется *адиабатным*, следовательно, работа расширения, совершаемая телом в адиабатном процессе, равна уменьшению внутренней энергии тела.
2. Если  $\delta W = 0$  (термодинамическая система не совершает работу над окружающей средой и окружающая среда не совершает работу над рабочим телом), то  $\delta Q = dU$ , и из уравнения (4.41) следует, что вся подводимая или отводимая энергия в форме теплоты затрачивается на увеличение или уменьшение внутренней энергии рабочего тела. Так как в закрытой термодинамической системе работа не совершается, это означает, что объем рабочего тела не меняется ( $dV = 0$ ). Процесс подвода или отвода теплоты от рабочего тела, при котором его объем не изменяется, называется *изохорным*. Количество теплоты, подведенное

- (отведенное) к рабочему телу при постоянном объеме, равно увеличению (уменьшению) его внутренней энергии.
3. Если  $dU = 0$ , то  $\delta Q = \delta W$ , т. е. вся подведенная к рабочему телу от окружающей среды энергия в форме теплоты затрачивается только на совершение работы. Если окружающая среда совершает работу над системой (рабочим телом) и температура рабочего тела не изменяется ( $dU = 0$ ), то теплота  $T_2$  отводится от рабочего тела. Действительно, работа окружающей среды над рабочим телом отрицательна, следовательно и теплота будет отрицательной, что в соответствии с правилом знаков означает отвод теплоты.
  4. В общем случае подводимая к рабочему телу энергия в форме теплоты  $\delta Q$  может расходоваться на изменение внутренней энергии  $dU$  рабочего тела и совершение им внешней работы  $\delta W$ .

Для кругового процесса выражение первого закона термодинамики имеет вид

$$\oint \delta Q = \oint dU + \oint \delta W. \quad (4.44)$$

Знак  $\oint$  означает определение интеграла по замкнутому контуру, так как теплота и работа зависят от пути перехода системы из одного состояния в другое. Кружок в знаке интеграла означает циклический (круговой) процесс.

Мы знаем, что изменение внутренней энергии  $\Delta U$  зависит только от значений начальной и конечной температуры газа, поэтому во всех процессах, в которых изменение температуры одинаково ( $\Delta T_1 = \Delta T_2 = \dots = \Delta T_i$ ), изменение внутренней энергии идеального газа будет одним и тем же ( $\Delta U_1 = \Delta U_2 = \dots = \Delta U_i$ ).

Изменение внутренней энергии рабочего тела в любом процессе определяется только разностью температур рабочего тела в конечном и начальном состояниях и не зависит от пути его перехода из начального состояния в конечное состояние.

Джоуль экспериментальным путем доказал независимость внутренней энергии  $U$  от давления  $p$  и объема  $V$ . Этот эксперимент будет рассмотрен в дальнейшем.

В круговом (циклическом) процессе рабочее тело возвращается в исходное состояние, следовательно, его температура  $T_2$  в конце циклического процесса равна температуре  $T_1$  в начале этого процесса ( $T_2 = T_1$ ), что означает  $\Delta T = T_2 - T_1 = 0$ , поэтому в случае кругового процесса изменение внутренней энергии равно

$$\Delta U = mc_v(T_2 - T_1) = 0, \quad (4.45)$$

или

$$dU = mc_v dT = 0. \quad (4.46)$$

Таким образом, соотношение (4.44) для кругового процесса будет иметь вид

$$\oint \delta Q = \oint \delta W. \quad (4.47)$$

Из последнего равенства следует, что работа в круговом процессе может совершаться только за счет затраченного извне определенного количества теплоты. Если бы оказалось, что  $\oint \delta Q < \oint \delta W$ , и, учитывая, что в круговом процессе  $dU = 0$ , это означало бы получение части работы ни из чего, так как рабочему телу сообщается меньше энергии в форме теплоты, чем получается от него в форме работы. Такой двигатель работал бы вечно, нарушая фундаментальный закон природы — *первый закон термодинамики* (закон сохранения энергии). Такие двигатели называют «вечными двигателями 1-го рода»<sup>1</sup>. В связи с этим, первый закон термодинамики иногда формулируют и таким запретительным образом:

- *невозможен двигатель, совершающий работу без затраты энергии (или вечный двигатель 1-го рода).*

Тепловой двигатель, это всего лишь машина, преобразующая энергию из тепловой формы в механическую форму. При этом часть энергии в механической форме отводится от него в окружающую среду к потребителям. Так как двигатель только преобразует энергию и непрерывно ее отводит в окружающую среду, то невозможна его непрерывная работа без притока энергии из окружающей среды в любой форме.

Известно, что с древних времен предпринимались попытки создания двигателей, работающих без подвода энергии извне. Практика подтвердила неработоспособность таких двигателей, так как, в соответствии с первым законом термодинамики, они не смогут работать. После установления первого закона термодинамики (закона сохранения энергии) попытки создания вечного двигателя прекратились.

Выражение (4.47) не означает, что в круговом (циклическом) процессе вся подводимая теплота может преобразоваться в полезную работу. Пока лишь заметим, что в циклическом процессе часть подводимой к рабочему телу энергии в форме теплоты может и должна отводиться на определенных этапах процесса при совершении полезной работы на других этапах. В этом мы убедимся позже. В связи с этим, знак интеграла  $\oint \delta Q$  означает суммарное количество теплоты, подводимой к рабочему телу и отводимой от него за весь цикл (круговой процесс).

Следует заметить, что формулировка первого закона термодинамики при всей своей четкости и категоричности не говорит о том, как определить, является ли то или иное устройство именно «вечным двигателем». Ведь прежде, чем запретить, нужно знать — что запретить.

Сформулируем первый закон термодинамики в иной форме, удобной для анализа работы тепловых двигателей:

- при любых превращениях в системе входящий в нее поток энергии всегда равен выходящему потоку.

В такой системе энергия не должна накапливаться, а лишь превращаться из одного вида в другой. Такой системой может быть любой тепловой двигатель, например, двигатель внутреннего сгорания, работающий по

<sup>1</sup> Название таких двигателей заключено в кавычки потому, что они никогда не смогут дать даже бесконечно малое количество работы (энергии в механической форме) без притока энергии извне в любой форме.

условно замкнутому (круговому) циклу. Изменение внутренней энергии рабочего тела за цикл в таком двигателе равно нулю ( $\Delta U = 0$ ), так как тело постоянно возвращается в исходное состояние. В реальных конструкциях ДВС рабочий цикл замыкается путем выброса отработавшего тела и впуском нового. Это обусловлено только принятым способом подвода теплоты к рабочему телу (воздуху). В этих двигателях теплота подводится

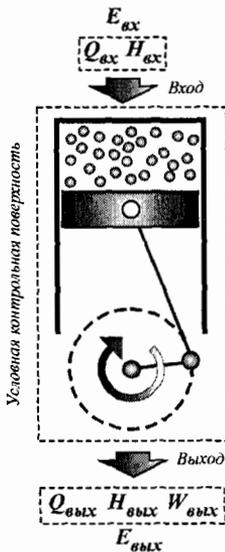


Рис. 4.20. Условная схема энергетического баланса в тепловой машине

путем сжигания топлива в воздухе, в котором для этого имеется кислород. Понятно, что после первого цикла кислород воздуха будет использован полностью, и подвести теплоту к рабочему телу путем сжигания топлива в последующем цикле не представляется возможным, поэтому смесь отработавших в цилиндре двигателя газов удаляют и впускают свежее рабочее тело (воздух)<sup>1</sup>. Следовательно, в тепловом двигателе (системе) энергия не накапливается.

Для того чтобы определить, равны ли входящий и выходящий потоки энергии, необходимо составить энергетический баланс — подсчитать все потоки входящей энергии (обозначим их индексом «вх» — вход) и выходящей (обозначим их индексом «вых» — выход). Окружим исследуемый двигатель контрольной поверхностью, как показано на рис. 4.20. Потоки энергии обозначены стрелками. На входе это может быть поток энергии в форме теплоты  $Q_{вх}$  и поток энергии, которую вносит входящее вещество (например, пар, вода, топливо). Каждое вещество обладает запасом внутренней энергии. Топливо обладает также запасом химической энергии, которая при окислении преобразуется в тепловую форму. Подводимая теплота  $Q_{вх}$  также увеличивает внутреннюю энергию системы. Если вещество движется, оно обладает и запасом кинетической энергии, которую вносит в рассматриваемую систему. Общая энергия на входе (за исключением теплоты и работы) обозначается  $H_{вх}$ . На выходе необходимо учесть выходящую теплоту  $Q_{вых}$ , поток энергии  $H_{вых}$ , выносимый отработавшим веществом, и, наконец, работу  $W_{вых}$ . Первый закон термодинамики утверждает, что входящая энергия  $E_{вх} = Q_{вх} + H_{вх}$  обязательно должна быть равна выходящей  $E_{вых} = Q_{вых} + H_{вых} + W_{вых}$ , если, конечно, внутри двигателя энергия не накапливается и не расходуется, т. е.  $\Delta U = 0$ :

$$Q_{вх} + H_{вх} = Q_{вых} + H_{вых} + W_{вых}. \quad (4.48)$$

Так как в соответствии с первым законом термодинамики все виды энергии эквивалентны, легко подсчитать значения каждой из этих величин в одних и тех же единицах (калориях, джоулях). Из уравнения (4.48) видно,

<sup>1</sup> Такой способ подвода теплоты к рабочему телу обусловил появление в поршневом ДВС механизма газораспределения.

что отводимая энергия в форме работы  $W_{\text{вых}}$  в точности равна сумме изменений энергии потока рабочего тела и теплоты

$$W_{\text{вых}} = (Q_{\text{вх}} - Q_{\text{вых}}) + (H_{\text{вх}} - H_{\text{вых}}). \quad (4.49)$$

Из первого закона термодинамики следует, что получаемая работа не может быть меньше или больше  $W_{\text{вых}}$ , определяемой соотношением (4.49).

Здесь возможны три случая:

- если  $E_{\text{вых}} = E_{\text{вх}}$ , то двигатель работает в соответствии с первым законом термодинамики.
- если  $E_{\text{вых}} < E_{\text{вх}}$ , то нарушается первый закон термодинамики (часть энергии исчезла).
- если  $E_{\text{вых}} > E_{\text{вх}}$ , то нарушается первый закон термодинамики (энергия увеличилась «ни из чего»). Этот случай соответствует «работе вечного двигателя 1-го рода». Такое устройство является лишь плодом воображения человека, не знающего объективных законов природы, и построить его нельзя.

В двигателях, которые мы называли «вечными двигателями», поток энергии на входе вообще отсутствует ( $E_{\text{вх}} = 0$ ), а на выходе получается энергия в форме работы ( $E_{\text{вых}} = W_{\text{вых}}$ ). Это противоречит первому закону термодинамики, и несостоятельность попыток создания таких двигателей подтвердила практика.

Таким образом, первый закон термодинамики позволяет определить, не вникая в детали устройства двигателя (тепловой машины), — будет или нет работать предполагаемый двигатель. Нужно «заключить» его внутрь контрольной поверхности и подсчитать, сколько в него входит энергии  $E_{\text{вх}}$  (в любой форме) и сколько выходит  $E_{\text{вых}}$  (в любой форме). Если энергии выходит больше, чем входит ( $E_{\text{вых}} > E_{\text{вх}}$ ), то вывод ясен — нарушение первого закона термодинамики, т. е. получение энергии ни из чего. Вечный двигатель 1-го рода невозможен.

Опыты Джоуля позволили обобщить понятие энергии на процессы, включающие тепловые эффекты. Энергия, как *сохраняющаяся* величина, была очень полезной при описании механических систем, позволяя контролировать расчеты путем определения ее баланса. Кинетическая и потенциальная энергия, как две формы механической энергии, могут количественно описывать только консервативные системы, т. е. системы, в которых действуют только консервативные силы. Полная энергия консервативной системы равна сумме ее кинетической и потенциальной энергии и является величиной постоянной. В консервативных системах отсутствуют диссипативные процессы, приводящие к уменьшению полной энергии. Например, сила трения, действующая между телами, находящимися в контакте и перемещающимися друг относительно друга, приводит к остановке движущихся тел, т. е. к рассеиванию их кинетической энергии. Если эти тела сразу же после остановки взять в руки, можно заметить, что их температура увеличилась. В течение некоторого времени их температура понизится до исходного значения, что означает — внутренняя энергия тел в форме теплообмена была передана окружающему воздуху. С введением понятия внутренней энергии стало возможным составление полного баланса

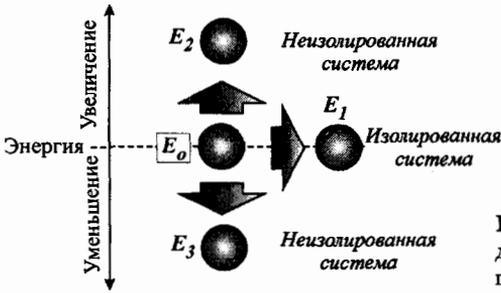


Рис. 4.21. Возможные переходы термодинамической системы в различные энергетические состояния

энергии для неконсервативных механических систем. Любое наблюдаемое уменьшение суммы потенциальной и кинетической энергии изолированной (не взаимодействующей с окружающей средой) системы можно объяснить увеличением ее внутренней энергии. Так как изолированная система не взаимодействует с окружающей средой (система и окружающая среда не обмениваются энергией в форме теплоты и (или) в форме работы), на основании первого закона термодинамики можно записать условие *изолированности* системы

$$\delta Q = \delta W = 0, \quad (4.50)$$

которое означает отсутствие изменения полной энергии системы  $dE = 0$ .

Изолированная система может, в принципе, перейти из данного состояния, при котором ее полная энергия равна  $E_0$ , в состояние с энергией  $E_1 = E_0$ , т. е. в любое состояние с той же энергией  $E_0$  (рис. 4.21).

Первый закон термодинамики «запрещает» переход изолированной системы в состояние  $E_2 > E_0$  или  $E_3 < E_0$ . Для этого система должна взаимодействовать с окружающей средой (другими системами), т. е. быть неизолированной.

Таким образом, первый закон термодинамики позволяет не только количественно описывать состояния изолированной системы, но и указывает направление спонтанного изменения состояний такой системы

$$(E_0 = E_1 = \dots = E_i).$$

До сих пор мы рассматривали случаи, когда можно было считать, что вся кинетическая энергия системы определяется скоростью ее поступательного движения, а потенциальная энергия — ее положением в гравитационном поле Земли.

Если в системе существует вращательное движение (в случае маховика) или имеются сжатые (растянутые) пружины (резиновые ленты), то выражение для полной энергии системы должно быть дополнено добавочными членами. Точно так же, до сих пор предполагалось, что любое изменение внутренней энергии приводит только к изменению температуры. Если возможны другие изменения внутреннего состояния, например, фазовые переходы (изменение агрегатного состояния) или изменение химического состава, мы должны также включить дополнительные члены в выражение для определения полной энергии.

Если вещество испытывает фазовый переход из твердого состояния в жидкое или из жидкого состояния в газообразное, то процесс фазового

изменения сопровождается передачей некоторого количества энергии веществу. При переходе вещества из газообразного состояния в жидкое и из жидкого состояния в твердое выделяется некоторое количество теплоты.

Количество теплоты, требуемое для превращения 1 кг вещества из твердого состояния в жидкое, называется *теплотой плавления*. Ее обозначают  $q_{пл}$ . Теплота плавления льда равна  $q_{пл} = 333$  кДж/кг.

Количество теплоты, необходимое для превращения жидкого вещества в пар, называется *теплотой испарения* (парообразования). Ее обычно обозначают  $q_{исп}$ . Для воды теплота испарения равна  $q_{исп} = 2260$  кДж/кг.

В ДВС для подвода теплоты к рабочему телу (воздуху) в камеру сгорания подается топливо, которое в последующем окисляется кислородом воздуха. Реакция окисления топлива сопровождается интенсивным тепловыделением. При сгорании 1 кг топлива может выделиться некоторое количество энергии в форме теплоты  $q$  (кДж/кг). Это количество теплоты  $q$  называют *теплотой сгорания топлива*<sup>1</sup>.

Теплота сгорания топлива определяют экспериментально путем его сжигания в калориметрической бомбе. При сгорании топлива образуются продукты сгорания, в числе которых есть и вода. Вода при сгорании топлива испаряется, поэтому на ее испарение затрачивается часть выделившейся при сгорании топлива теплоты. После сгорания топлива калориметрическую бомбу охлаждают до первоначальной температуры, в результате чего пары воды конденсируются с выделением энергии в форме теплоты. Только после этого по специальной методике определяют количество выделившейся теплоты. Экспериментально определяют высшую теплоту сгорания топлива  $q_v$ . В ДВС пары воды не конденсируются, поэтому теплота обратно в цикл не возвращается, а уносится в окружающую среду. В этом случае к рабочему телу (воздуху) подводится меньшее количество теплоты на величину, равную его затрате на испарение воды, образовавшейся в результате окисления топлива.

Количество теплоты, выделившейся при сгорании 1 кг топлива без учета затрат его на испарение воды, называют *низшей теплотой сгорания топлива* и обозначают  $q_n$ . В результате можно записать:

$$q_v - q_n = q_{исп. воды}$$

В расчетах ДВС используют низшую теплоту сгорания топлива, значение которой приводится в специальной литературе.

У многих веществ при нагревании температура изменяется аналогично кривой, показанной рис. 4.22, хотя температуры точек плавления и кипения будут иными. Иными будут теплоемкость, теплота плавления и теплота испарения.

Теплота испарения и теплота плавления также связаны с количеством теплоты, выделяющимся при переходе вещества из газообразного состояния в жидкое состояние и из жидкого состояния в твердое состояние. Так, пар выделяет 2260 кДж/кг, когда превращается в воду, вода выделяет 333 кДж/кг, когда превращается в лед.

<sup>1</sup> Раньше эту величину называли теплотворной способностью топлива.

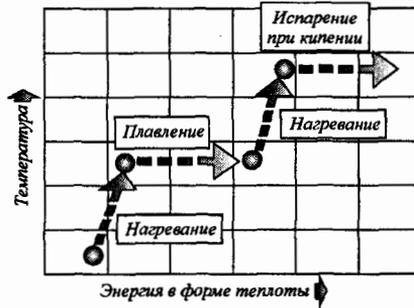


Рис. 4.22. Кривая нагревания вещества

Таблица 4.1  
Теплота фазовых переходов различных веществ ( $p_0 = 101325 \text{ Па}$ )

Вещество	Температура плавления, °С	Теплота плавления, кДж/кг	Температура кипения, °С	Теплота парообразования, кДж/кг
Кислород	-218.8	14	-183	210
Этиловый спирт	-114	104	78	850
Вода	0	333	100	2260
Свинец	327	25	1750	870
Серебро	961	88	2193	2300
Вольфрам	3410	184	5900	4800

В табл. 4.1 для некоторых веществ представлены значения теплоты плавления и теплоты парообразования, которые называются также скрытой теплотой, или теплотой фазового перехода.

Теплота, выделяющаяся или поглощающаяся при изменении фазы, определяется не только теплотой фазового перехода, но и полной массой вещества. Поэтому можно написать следующее равенство:

$$Q = mq, \tag{4.51}$$

где  $Q$  — количество теплоты, поглощающееся или выделяющееся в конкретном процессе;  $m$  — масса вещества;  $q$  — теплота фазового перехода в конкретном процессе (плавления или испарения).

Для того чтобы понять, почему для плавления или испарения вещества необходимо затратить энергию, следует обратиться к молекулярно-кинетической теории строения вещества. В точке плавления поступающая извне энергия в форме теплоты не увеличивает кинетическую энергию молекул тела, и, следовательно, температуру тела, а идет на преодоление потенциального барьера, обусловленного межмолекулярными силами. Это означает, что для высвобождения молекул (атомов) из их относительно жестких положений в твердом состоянии требуется совершить работу против сил притяжения, действующих между молекулами. Лишь после этого молекулы могут свободно перемещаться друг относительно друга, как это свойственно жидкому состоянию. Аналогично, энергия требуется и для высвобождения молекул жидкости, удерживаемых силами притяжения

вблизи друг друга, чтобы жидкость могла перейти в газообразную фазу. Этот процесс сопровождается значительно большей перестройкой в расположении молекул, чем при плавлении (значительно увеличивается среднее расстояние между молекулами), поэтому теплота испарения для данного вещества, как правило, значительно больше теплоты плавления.

Неизбежно возникает вопрос об эффектах, отличных от механических и тепловых. Ведь в тепловых расчетах машин, устройств также необходимо учитывать тепловую энергию, затраченную на плавление или парообразование вещества. Затраты энергии в форме тепла можно определить по изменению температуры вещества. Однако при плавлении и парообразовании температура вещества не меняется, хотя тепловая энергия ему сообщается.

Известно, если по проводнику течет электрический ток, проводник нагревается. Это явление наблюдал еще Джоуль, определяя механический эквивалент теплоты. Следовательно, в уравнении энергетического баланса должен быть член, учитывающий электрические явления. Электрический ток способен в определенных условиях выполнять работу (энергия преобразуется из электрической формы в механическую форму в электродвигателе). Поток электронов по цепи создается, в частности, гальваническим элементом. Поэтому способность рассматриваемой системы совершать работу зависит и от ее химического состава.

Если рассматривается положение магнитовосприимчивого материала в магнитном поле, в выражение для первого закона термодинамики (закона сохранения энергии) следует добавить дополнительный член, который учитывал бы механическую работу, необходимую для удаления тела из этого материала от магнита. Движение тела, притягиваемого магнитом, можно использовать для совершения работы. В этом случае в выражении первого закона термодинамики должен быть член, аналогичный члену, описывающему гравитационную энергию массы в поле притяжения Земли. Следовательно, любое изменение полной энергии  $E$  системы должно учитывать все возможные факторы, поэтому в выражении для дифференциала  $dE$  должны присутствовать все составляющие энергии

$$dE = d(KЭ) + d(ПЭ) + d(ВЭ) + d(МЭ) + d(ЭП) + d(ХС) + \dots,$$

где  $dE$  — бесконечно малое изменение полной энергии системы;  $d(KЭ)$  — бесконечно малое изменение кинетической энергии системы;  $d(ПЭ)$  — бесконечно малое изменение потенциальной энергии системы;  $d(ВЭ)$  — бесконечно малое изменение внутренней энергии системы;  $d(МЭ)$  — бесконечно малое изменение магнитной энергии системы;  $d(ЭП)$  — бесконечно малое изменение энергии электрического потенциала системы;  $d(ХС)$  — бесконечно малое изменение химической энергии системы.

Последние три члена представляют собой соответственно изменение магнитной энергии, электрического потенциала и химического состава.

## 4.6. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ТЕЛА И ЕЕ ВИДЫ

### 4.6.1. Понятие теплоемкости тела

Мы уже знаем, что при приведении в контакт двух тел (систем) с разной температурой, их температуры будут выравниваться. Говорят, что между системами возникает тепловое взаимодействие. В результате взаимодействия температура одного тела будет уменьшаться (оно отдает свою энергию), а другого — увеличиваться (оно получает энергию). Таким образом, степени нагретости тел изменяются. Вначале долгое время не было установлено четкого различия между степенью нагретости тела, которую научились оценивать температурой, и количеством энергии, передаваемой в форме теплоты, требуемой для изменения степени нагретости тела. Когда были установлены различия между степенью нагретости тела и теплотой, возникла необходимость измерения тепловых эффектов (взаимодействий).

Для проведения количественных измерений тепловых взаимодействий оставалось сделать единственный шаг. Этот шаг был сделан английским химиком Джозефом Блэком (1727–1799 гг.), тщательно изучившим явления, происходящие при смешивании различных количеств жидкостей, первоначально имевших различные температуры. Кроме того, он тщательно исследовал результаты теплового взаимодействия между телами, находившимися в контакте с двухфазными системами (например, системой лед-вода).

Ученые того времени пытались экспериментальным путем найти зависимость температуры смеси однородных и неоднородных веществ от количества этих веществ и их температуры. Для смеси двух порций воды была получена следующая зависимость:

$$t_{\text{см}} = \frac{11am + 8bn}{11a + 8b},$$

где  $a, b$  — массы двух порций воды;  $m, n$  — температуры этих порций воды.

Впоследствии оказалось, что эта формула справедлива только для небольших порций воды, в противном случае отклонение фактической температуры смеси от расчетной становится слишком значительными.

В истории науки известно немного опытов, подобных тому, который провел Георг Рихман. Он опытным путем вывел зависимость для определения температуры смеси однородных веществ:

$$t_{\text{см}} = \frac{c_1 m_1 t_1 + c_2 m_2 t_2}{c_1 m_1 + c_2 m_2},$$

где  $c_1, m_1, t_1$  — удельная теплоемкость (о ней речь пойдет ниже), масса и температура вещества в первом состоянии;  $c_2, m_2, t_2$  — удельная теплоемкость, масса и температура вещества во втором состоянии.

Температура смеси  $t_{\text{см}}$  двух равных порций одного и того же вещества, взятых при различных температурах, должна равняться среднему арифметическому между двумя данными температурами. Если температуры равных порций воды до смешения равны  $80^\circ\text{C}$  и  $20^\circ\text{C}$ , то температура смеси

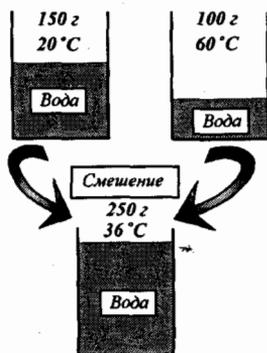


Рис. 4.23. Смешение двух порций воды с различными температурами

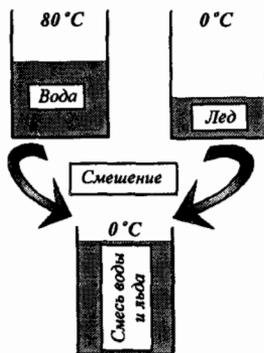


Рис. 4.24. Смешение двух порций воды в различных фазовых состояниях

должна быть равна

$$t_{\text{см}} = \frac{c_1 m_1 t_1 + c_2 m_2 t_2}{c_1 m_1 + c_2 m_2} = \frac{cm(t_1 + t_2)}{2cm} = \frac{t_1 + t_2}{2} = \frac{80 [^\circ\text{C}] + 20 [^\circ\text{C}]}{2} = 50^\circ\text{C},$$

$$[c_1 = c_2 = c; m_1 = m_2 = m].$$

Если взять различные количества воды при различных температурах, например,

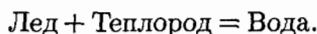
$$\begin{aligned} m_1 &= 150 \text{ г}; & t_1 &= 20^\circ\text{C}; \\ m_2 &= 100 \text{ г}; & t_2 &= 60^\circ\text{C}, \end{aligned}$$

то температура воды после смешивания будет равна

$$t_{\text{см}} = \frac{c(150 \cdot 20 + 100 \cdot 60)}{c(150 + 100)} = \frac{3000 + 6000}{250} = 36^\circ\text{C},$$

что и наблюдалось в опыте (рис. 4.23).

Когда Блэк смешал порцию горячей воды при температуре  $80^\circ\text{C}$  с равной порцией льда при температуре  $0^\circ\text{C}$  (рис. 4.24), то он, к огромному своему удивлению, увидел, что температура смеси (после таяния льда) получилась не  $40^\circ\text{C}$ , а  $0^\circ\text{C}$ ! «Таяющий лед, — писал Блэк, принимает в себя много тепла, но все действие последнего ограничивается только превращением льда в воду, которая несколько не нагревается против бывшей температуры льда. При этом тепло как бы поглощается водой или «скрывается» в ней и термометр не обнаруживает его присутствия». Процесс плавления льда казался химику Блэку своего рода химической реакцией:



Блэку удалось показать, что в процессе теплового взаимодействия температура не обязательно сохраняется; более того, как правило, этого не происходит. Иначе говоря, если температура одной из взаимодействующих систем с равными массами повышается, то температура второй не только не обязана понизиться на ту же величину, но может не измениться вообще. Таким образом, теплообмен иногда приводит к изменению температуры, а иногда — нет (рис. 4.25).

Опыты Блэка со льдом и водой подводили к вопросу: не требуют ли различные вещества для нагревания на одно и то же число градусов различного количества теплоты? Он установил, что разные вещества способны поглотить разное количество теплоты, т. е. они имеют различную «емкость для размещения теплоты».

В опыте по определению температуры смеси двух порций воды Блэк одну из порций заменил ртутью и установил, что «ртуть обладает меньшей емкостью по отношению к тепловой материи, чем вода». Блэк точно разграничивал понятия «количество теплоты» и «температура». Он писал: «Когда мы говорим о распределении теплоты, всегда нужно различать количество теплоты и силу теплоты и не смешивать эти две величины».

Вместе с тем Блэк показал, что при теплообмене все же существует сохраняющаяся величина, а именно — количество теплоты. Эти наблюдения привели к его мысли о том, что теплота — это нечто, перетекающее от одной системы к другой. Такая концепция была широко распространена в течение многих лет, пока не была отброшена. Как видим, Блэк придерживался в своих исследованиях теплородной теории теплоты.

Он первым осознал различие между температурой тела и его теплоемкостью.

- *Теплоемкость* — это мера количества теплоты (энергии в форме теплоты), требующегося для изменения температуры тела на один градус в некоторой температурной шкале.

Теплоемкость лежит в основе *количественного* измерения энергии в форме теплоты.

Блэк установил также различие между обычным («осязаемым») количеством теплоты, которое сопровождается изменением температуры в процессе теплового взаимодействия и служит основой для измерения теплоемкости и «скрытой» теплотой, связанной с фазовыми переходами, имеющими место при тепловом взаимодействии без изменения температуры (рис. 4.25). Теперь мы называем количество теплоты, необходимое для плавления единичной массы какого-либо вещества, например, льда, *удельной теплотой плавления* льда. Аналогичное количество теплоты, необходимое для испарения единицы массы какого-либо вещества, называется *удельной теплотой испарения* этого вещества.

Чтобы измерить механические величины, такие, как масса, длина, время, нужно было для них выбрать эталонные значения (масштабы). Аналогично, чтобы установить шкалу для измерения количества теплоты,

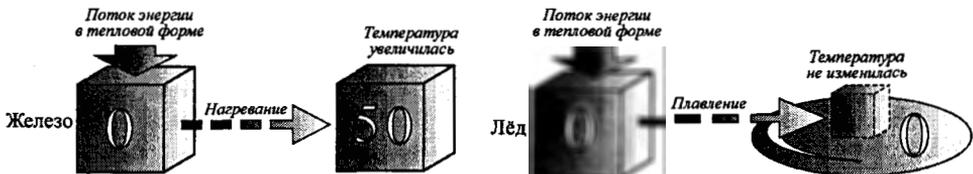


Рис. 4.25. Зависимость температуры тела от его фазового состояния

тоже необходимо выбрать эталонные значения (масштабы) количества теплоты.

Исторически в англоязычных странах сложились две широко распространенные шкалы, причем обе основаны на использовании воды в качестве эталонного вещества. Британская тепловая единица (BTU), равна количеству теплоты, которое повышает температуру 1 фунта (453.6 г) воды от 59.5 до 60.5°F, т. е. на 1 градус шкалы Фаренгейта. Калория (кал) равна количеству теплоты, которое повышает температуру 1 г воды от 14.5 до 15.5°C. Температурные интервалы должны быть указаны точно, так как количество теплоты, необходимое для изменения температуры данной массы на один градус, зависит, хотя и не столь существенно, от температуры. Существуют и другие определения калории, которые отличаются от так называемой 15-градусной, определенной выше, температурным интервалом, в котором происходит нагревание. В нашей стране была принята 20-градусная калория, соответствующая количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 г воды от 19.5 до 20.5°C.

Иногда в качестве эталона использовали среднюю калорию, равную 1/100 количества теплоты, необходимого для повышения температуры 1 г воды от 0 до 100°C.

Так как калория слишком мала для количественных измерений, в инженерной практике часто используется так называемая большая калория, или килокалория (ккал), которая в 1000 раз больше малой калории.

В настоящее время единицы измерения теплоты калория (килокалория) и BTU не применяются. Они официально определены через единицы работы, так как теплота и работа эквивалентны. Эта эквивалентность дала возможность выражать теплоту и работу в одних и тех же единицах.

Учитывая, что 1 фунт равен 453.6 г, а градус Фаренгейта равен 5/9 градуса Цельсия, с помощью простых вычислений можно получить, что 1 BTU примерно равна 252 кал.

Проведя экскурс в историю становления калориметрии<sup>1</sup>, мы подошли к более подробному изучению теплоемкости. Изменение температуры тела, получившего определенное количество энергии в форме теплоты, определяется теплоемкостью (энергоемкостью) этого тела. Тело с большей теплоемкостью для изменения температуры на одно и то же значение требует большего количества энергии в форме теплоты, чем тело с меньшей теплоемкостью. Например, для повышения температуры воды в открытом плавательном бассейне от 15 до 25°C требуется значительно больше теплоты, чем для изменения температуры в комнатном аквариуме для рыбок на ту же величину.

Теплоемкость тела определяется следующим соотношением:

$$C = \frac{\text{Энергия в форме теплоты}}{\text{Изменение температуры}} = \frac{Q}{\Delta T}, \quad (4.52)$$

где  $C$  — теплоемкость тела, Дж/К (кДж/К);  $Q$  — полное количество энергии в форме теплоты, переданной телу, Дж (кДж);  $\Delta T$  — изменение температуры тела, вызванное сообщением ему энергии в форме теплоты, К.

<sup>1</sup> Эта наука занимается измерением тепловых эффектов.

Теплоемкость, определяемая соотношением (4.52), называется *средней*, так как она зависит от конечного интервала изменения температуры тела.

Отношение количества энергии  $\delta Q$ , полученной телом в форме теплоты в некотором процессе при бесконечно малом изменении его состояния, к изменению температуры тела  $dT$  в этом же процессе называется истинной теплоемкостью тела в данном процессе:

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \quad [\text{Дж/К}; \quad \text{кДж/К}]. \quad (4.53)$$

Теплоемкость является экстенсивной величиной, так как зависит от количества (массы) вещества. Это обстоятельство не позволяет сравнивать различные вещества по способности поглощать или отдавать энергию в форме теплоты в ходе термодинамического процесса.

С другой стороны, в термодинамических расчетах используются различные количества вещества, и, следовательно, каждый раз приходится определять теплоемкость экспериментальными методами. В практике расчетов достаточно знать теплоемкость единицы количества (массы) вещества, чтобы определить теплоемкость любого количества данного вещества. Теплоемкость, отнесенную к единице количества вещества, называют удельной. В зависимости от выбранной единицы количества вещества различают:

- *удельную теплоемкость*  $c$ , отнесенную к 1 кг вещества (газа):

$$c = \frac{C}{m} = \frac{\delta Q}{m \cdot dT} = \frac{\delta q}{dT} \quad [\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})], \quad (4.54)$$

где  $m$  — масса вещества, кг;  $\delta Q$  — бесконечно малое количество теплоты, сообщенной веществу, Дж (кДж);  $\delta q$  — бесконечно малое количество удельной теплоты, сообщенной единице массы вещества, Дж/кг (кДж/кг);  $dT$  — бесконечно малое изменение температуры вещества, К;

- *объемную теплоемкость*  $c'$ , отнесенную к количеству вещества (газа), содержащегося в 1 м<sup>3</sup> объема при нормальных физических условиях:

$$c' = \frac{C}{V_n} = \frac{\delta Q/dT}{V_n} = \frac{\delta Q}{V_n \cdot dT} \quad [\text{Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})], \quad (4.55)$$

где  $V_n$  — объем вещества при нормальных условиях, м<sup>3</sup>.

- *молярную теплоемкость*  $Mc$ , отнесенную к количеству вещества:

$$Mc = \frac{C}{n} = \frac{\delta Q/dT}{n} = \frac{\delta Q}{n \cdot dT} \quad [\text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})], \quad (4.56)$$

где  $n$  — количество вещества, моль (кмоль);

Установим взаимосвязи между рассмотренными выше теплоемкостями. Из соотношений (4.54) и (4.55) получаем:

$$cm = \frac{\delta Q}{dT}; \quad (4.57)$$

$$c'V_n = \frac{\delta Q}{dT}. \quad (4.58)$$

В соотношениях (4.57) и (4.58) левые части равны, так как равны их правые части, т. е.

$$cm = c' V_n, \quad (4.59)$$

или

$$c' = c \frac{m}{V_n} = c \rho_n, \quad (4.60)$$

где  $\rho_n = m/V_n$  — плотность вещества (газа) при нормальных физических условиях.

Из соотношений (4.54) и (4.56) получаем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} cm &= \frac{\delta Q}{dT} \\ Mcn &= \frac{\delta Q}{dT} \end{aligned} \right\}. \quad (4.61)$$

Левые части этих соотношений равны, так как равны их правые части, т. е.

$$Mc \cdot n = c \cdot m,$$

или

$$c = \frac{Mc \cdot n}{m} = \frac{Mc}{m/n} = \frac{Mc}{M} = \frac{\text{Молярная теплоемкость}}{\text{Молярная масса}},$$

где  $c$  — удельная теплоемкость вещества, Дж/(кг · К);  $m$  — масса вещества, кг;  $n$  — количество вещества, моль;  $Mc$  — молярная теплоемкость вещества, Дж/(моль · К);  $M$  — молярная масса вещества, кг/моль.

Известно (по определению), что для изменения температуры 1 г воды на 1 К (1°С) от 14.5 до 15.5°С необходимо сообщить ей 1 кал энергии в форме теплоты. Естественно, что для аналогичного изменения температуры на 1°С (1 К) 1 кг воды необходимо сообщить ей 1 ккал энергии в форме теплоты. Таким образом, удельная теплоемкость воды при 15°С равна 1 кал/(г · К) или 1 ккал/(кг · К).

Так как эта величина равна единице (а также и потому, что она почти не изменяется с температурой), удельная теплоемкость любого другого вещества равна отношению количества теплоты, необходимого для изменения его температуры, к количеству теплоты, необходимому для такого же изменения температуры такой же массы воды (относительная теплоемкость). В связи с установлением механического эквивалента теплоты, как известно, количество теплоты в настоящее время выражают в единицах работы — джоулях, килоджоулях, поэтому удельная теплоемкость воды в системе СИ равна 4.184 Дж/(г · К) или 4.184 кДж/(кг · К). Градусы шкалы Кельвина могут быть заменены на градусы шкалы Цельсия, так как 1°С = 1 К.

Например, относительная удельная теплоемкость железа при комнатной температуре равна 0.11. Это означает, что требуется подвести ровно 0.11 · 4.184 кДж (Дж) теплоты для изменения температуры 1 кг (1 г) железа на 1°С (1 К). Относительная удельная теплоемкость ртути равна всего лишь 0.033. Это означает, что количества теплоты, которое повышает температуру 1 г воды на некоторое количество градусов  $\Delta t$  ( $\Delta T$ ), достаточно для повышения температуры 33 г ртути на ту же величину. Из этого примера можно сделать вывод, что удельная теплоемкость воды в жидкой фазе необычно велика по сравнению с теплоемкостью других твердых и

Таблица 4.2

Удельная теплоемкость веществ при постоянном давлении  
( $t = 20^\circ\text{C}$ ;  $p = 0.1 \text{ МПа}$ )

Вещество	Удельная теплоемкость, $c_p$			Относительная теплоемкость
	$\frac{\text{ккал}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}}$	$\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$	
Азот	6.98	0.249	1042	0.249
Алюминий	5.80	0.215	900	0.215
Аммиак (газ)	8.94	0.525	2197	0.525
Аргон	4.95	0.124	519	0.124
Вода (жидкость)	17.98	1.00	4184	1.00
Вода (пар при $100^\circ\text{C}$ )	8.68	0.48	2010	0.48
Лед (при $-5^\circ\text{C}$ )		0.50	2100	0.50
Водород	6.87	3.41	14267	3.41
Кислород	7.01	0.219	916.3	0.219
Углекислый газ	8.76	0.199	833	0.199

жидких веществ. Даже удельная теплоемкость льда равна только половине удельной теплоемкости жидкой воды.

В табл. 4.2 приведены некоторые характерные значения удельных теплоемкостей при постоянном давлении ( $p = \text{idem}$ ).

Теплоемкость зависит в какой-то мере от температуры (также слабо зависит она и от давления), но в очень небольшом температурном диапазоне ее можно во многих случаях рассматривать как постоянную.

Теплоемкость, определяемая выражением (4.52), зависит также от того, каким образом происходит процесс нагревания. Предположим, что нагревание проводится при постоянном (атмосферном) давлении. При таком нагревании измеренную теплоемкость называют теплоемкостью при *постоянном* давлении и обозначают символом  $c_p$ . Индекс в обозначении теплоемкости указывает на условия ее определения.

Существует много других условий, при которых можно сообщать телу теплоту (энергию в тепловой форме). Например, может оставаться постоянным объем вещества (при этом давление может меняться). В этом случае мы имеем теплоемкость при *постоянном* объеме, которая обозначается  $c_v$ . Различие между величинами  $c_p$  и  $c_v$  для твердых тел и жидкостей составляет обычно несколько процентов, т. е. они практически совпадают. В табл. 4.2 приведена удельная теплоемкость  $c_p$ , поскольку ее наиболее просто измерить как для твердых тел, так и для жидкостей. Для газов различие между величинами  $c_p$  и  $c_v$  гораздо больше, чем для твердых тел и жидкостей.

Из табл. 4.2 видно, что вода имеет почти наибольшую теплоемкость, что делает ее идеальной средой для отопительных систем на горячей воде, для систем охлаждения поршневых ДВС, применяемых в автомобилях, тракторах, танках, тягачах, бронетранспортерах, боевых машинах пехоты.

В качестве простого примера рассмотрим два поршневых двигателя одинаковой мощности, один из которых имеет жидкостную систему охлаждения, а другой — воздушную. Детали двигателя обдуваются воздухом, подаваемым специальным вентилятором. При сгорании топлива в цилин-

дре двигателя образуется большое количество теплоты, часть которой расходуется на нагрев рабочего тела (смеси газов). Большое количество теплоты уносится отработавшими газами при их выпуске из цилиндра двигателя. Часть теплоты поглощается деталями двигателя, в результате чего их температура повышается и из-за такого интенсивного нагрева детали двигателя могут выйти из строя. Для того чтобы детали двигателя не нагревались, необходимо постоянно отводить от них теплоту. При этом, количество отведенной от деталей двигателя теплоты должно быть равно количеству теплоты, подведенной к ним от рабочего тела. Это количество теплоты можно передать окружающей среде непосредственно путем теплообмена между деталями двигателя и воздухом, или с помощью промежуточного теплоносителя (воды). Во втором случае теплота от деталей двигателя (головки и гильз цилиндров) передается охлаждающей жидкости (воде), а затем в специальном теплообменнике (радиаторе) это же количество теплоты передается от жидкости окружающей среде (воздуху). Для проведения сравнительных расчетов систем охлаждения запишем соотношение (4.52) в виде:

$$Q_{\text{отв}} = C \cdot \Delta T = mc \cdot \Delta T.$$

В целях поддержания нормального температурного режима работы двигателя обе системы охлаждения (жидкостная и воздушная) должны обеспечивать одинаковый отвод теплоты  $Q_{\text{отв}}$ . Если бы двигатель не имел системы охлаждения, то при его работе за некоторое время деталям была бы сообщена теплота  $Q_{\text{отв}}$ , которая вызвала бы повышение их (деталей) температуры на величину  $\Delta T$ . Логично будет предположить, что обе системы охлаждения за это время должны отвести теплоту  $Q_{\text{отв}}$ , понизив тем самым температуру деталей на величину  $\Delta T$ . В этом случае для обеих систем охлаждения справедливы равенства:

$$\left. \begin{aligned} Q_{\text{отв}} &= m_{\text{ж}} c_{\text{р,ж}} \cdot \Delta T_{\text{ж}} \\ Q_{\text{отв}} &= m_{\text{в}} c_{\text{р,в}} \cdot \Delta T_{\text{в}} \end{aligned} \right\},$$

где  $m_{\text{ж}}$ ,  $m_{\text{в}}$  — масса соответственно жидкости и воздуха, необходимые для отвода от деталей двигателя теплоты  $Q_{\text{отв}}$ ;  $c_{\text{р,ж}}$ ,  $c_{\text{р,в}}$  — удельные теплоемкости соответственно жидкости и воздуха;  $\Delta T_{\text{ж}}$ ,  $\Delta T_{\text{в}}$  — разность температур между охлаждаемыми деталями и охлаждающей средой (жидкостью или воздухом).

Так как в приведенных выше равенствах левые части равны, то равны их правые части, т. е.

$$m_{\text{ж}} c_{\text{р,ж}} \cdot \Delta T_{\text{ж}} = m_{\text{в}} c_{\text{р,в}} \cdot \Delta T_{\text{в}},$$

или

$$\frac{m_{\text{ж}} c_{\text{р,ж}} \cdot \Delta T_{\text{ж}}}{m_{\text{в}} c_{\text{р,в}} \cdot \Delta T_{\text{в}}} = \frac{m_{\text{ж}} \cdot c_{\text{р,ж}}}{m_{\text{в}} \cdot c_{\text{р,в}}} = 1.$$

Преобразуем последнее выражение к виду

$$\frac{m_{\text{в}}}{m_{\text{ж}}} = \frac{c_{\text{р,ж}}}{c_{\text{р,в}}}.$$

Удельные теплоемкости воды и воздуха соответственно равны

$$c_{p, ж} = 4184 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$c_{p, в} = 1000 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Таким образом, окончательно получаем

$$\frac{m_v}{m_{ж}} = \frac{4184}{1000} \approx 4.$$

Для обеспечения одинаковой эффективности жидкостной и воздушной систем охлаждения к деталям двигателя требуется подать более чем в 4 раза больше воздуха, чем воды. В этом случае затраты энергии, связанные с подачей к деталям двигателя охлаждающей среды, будут также большими.

Известно, что в тепловых машинах (например, ДВС) в качестве рабочих тел используются газы, теплоемкость которых сильно зависит от условий сообщения им теплоты. Теплота к рабочему телу может подводиться при постоянном давлении ( $p = idem$ ) или постоянном объеме ( $V = idem$ ).

#### 4.6.2. Теплоемкость идеального газа при постоянном объеме

Рассмотрим термодинамическую систему, состоящую из идеального газа, заключенного в цилиндр с подвижным поршнем (рис. 4.26).

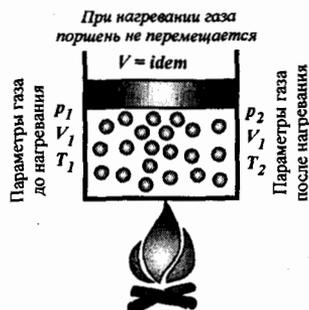


Рис. 4.26. Нагревание газа при постоянном объеме

Зафиксируем поршень в неподвижном состоянии, т. е. объем газа при нагревании изменяться не будет ( $V = idem$ ). Сообщим газу некоторое количество теплоты путем теплообмена (нагрева), т. е. увеличим его внутреннюю энергию. Проанализируем данное тепловое взаимодействие, применив к нему первое начало (закон) термодинамики для закрытых систем, формулировка которого записывается в следующем виде:

$$dE = d(\text{ПЭ}) + d(\text{КЭ}) + d(\text{ВЭ}) = \delta Q - \delta W,$$

где  $dE$  — бесконечно малое изменение полной энергии системы;  $d(\text{ПЭ})$  — бесконечно малое изменение потенциальной энергии системы;  $d(\text{КЭ})$  — бесконечно малое изменение кинетической энергии системы;  $d(\text{ВЭ})$  — бесконечно малое изменение внутренней энергии системы;  $\delta Q$  — бесконечно малое количество теплоты, сообщенное системе (или отведенное от системы);  $\delta W$  — бесконечно малое количество работы, совершенное системой над окружающей средой (или совершенное окружающей средой над системой).

Эта запись подразумевает существование энергии как функции состояния и определяет ее изменение, численно равное разности между поглощенной системой теплотой и совершенной ею работой.

Будем полагать, что цилиндр с газом (рис. 4.26) не изменяет своего положения в пространстве, т. е. изменения его потенциальной и кинетической

энергии равно нулю ( $\Delta ПЭ = 0$ ;  $\Delta КЭ = 0$ ), поэтому изменение полной энергии термодинамической системы определяется только изменением ее внутренней энергии. В этих условиях приведенное выше соотношение, выражающее первый закон термодинамики для закрытой системы, принимает вид

$$dU = \delta Q - \delta W, \quad (4.62)$$

или

$$\delta Q = dU + \delta W = dU + p \cdot dV, \quad [p = idem], \quad (4.63)$$

где  $dU$  — бесконечно малое изменение внутренней энергии газа;  $p$  — давление газа;  $dV$  — бесконечно малое изменение объема газа (системы).

Так как поршень, установленный в цилиндре, по условию не перемещается (он закреплен неподвижно), изменение объема газа равно нулю ( $dV = 0$ ). Так как  $dV = 0$ , газ не совершает работу против внешних сил, т. е.

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV = 0.$$

Последний член в уравнении (4.63) исчезает и остается следующее выражение:

$$\delta Q = dU. \quad (4.64)$$

Известно, что при нагревании температура системы увеличивается. Использование символа  $\partial$  вместо символа  $d$  означает, что некоторые из переменных при дифференцировании остаются постоянными, а индекс, в данном случае  $V$ , указывает, какая физическая величина не меняется в данном процессе. Все обозначения  $(\partial U / \partial T)_V$  следует читать: «частная производная от  $U$  по  $T$  при постоянном  $V$ ». При этом следует отметить, что символы  $\partial$  и  $d$  означают бесконечно малое изменение физической величины, а символ  $\delta$  — бесконечно малое количество. Тогда соответствии с соотношением (4.64) определим теплоемкость системы (газа)

$$C_V = \left( \frac{\delta Q}{dT} \right)_V = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V. \quad (4.65)$$

Выражение (4.65) можно преобразовать к другому виду:

$$m \cdot c_V = \left( \frac{\delta Q}{dT} \right)_V = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V, \quad (4.66)$$

или

$$c_V = \left( \frac{\delta Q/m}{dT} \right)_V = \left( \frac{\partial U/m}{\partial T} \right)_V = \left( \frac{\delta q}{\partial T} \right)_V = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_V, \quad (4.67)$$

где  $m$  — масса системы (газа);  $c_V$  — удельная массовая теплоемкость системы (газа) при постоянном объеме;  $\delta Q$  — бесконечно малое количество теплоты;  $\delta q$  — бесконечно малое количество удельной теплоты;  $\partial T$  — бесконечно малое изменение температуры системы (газа);  $\partial U$  — бесконечно малое изменение внутренней энергии системы (газа);  $\partial u$  — бесконечно малое изменение удельной внутренней энергии системы (газа).

Перед используя выражение (4.67) для определения теплоемкости, можно записать

$$\delta q = c_V dT. \quad (4.68)$$

Выражение (4.68) означает, что количество теплоты, которым обменялись система и окружающая среда в процессе при постоянном объеме ( $V = idem$ ), пропорционально изменению температуры. Теплоемкость  $c_V$ , определяемую при постоянном объеме, называют *изохорной*.

Мы уже отмечали, что удельные теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме для газов могут значительно отличаться. Тем не менее, для жидкостей это различие оказывается очень малым. Объединяя выражения (4.64) и (4.68), а также, учитывая, что

$$\delta q = \delta Q/m = dU/m = du,$$

получим

$$\delta q = du = c_V dT, \quad (4.69)$$

или

$$\delta Q = dU = m \cdot c_V dT = C_V dT. \quad (4.70)$$

Таким образом, в процессе нагревания (охлаждения) при постоянном объеме количество подведенной (отведенной) теплоты равно изменению внутренней энергии, которое, в свою очередь, равно произведению теплоемкости при постоянном объеме на изменение температуры.

Если изменение температуры в процессе теплообмена при постоянном объеме значительно, то количество теплоты, подведенное (отведенное) к системе (газу) можно определить путем интегрирования выражений (4.69) и (4.70):

$$q = \int \delta q = \int du = \int_{T_1}^{T_2} c_V dT,$$

или

$$Q = \Delta U = U_2 - U_1 = C_V(T_2 - T_1) = mc_V(T_2 - T_1). \quad (4.71)$$

Последнее равенство справедливо только при условии, что  $C_V$  ( $c_V$ ) не зависит от температуры. В противном случае, чтобы выразить полное изменение внутренней энергии  $U$  через изменение температуры  $T$ , необходимо использовать среднее значение  $C_V^*$  ( $c_V^*$ ), т. е.

$$Q = \Delta U = U_2 - U_1 = C_V^*(T_2 - T_1) = mc_V^*(T_2 - T_1). \quad (4.72)$$

Мы получили соотношение (4.71), положив  $\delta W = 0$ , так как поршень в цилиндре (рис. 4.26) не перемещается (закреплен неподвижно), поэтому объем системы (газа) не изменяется ( $dV = 0$ ). Внутренняя энергия газа в данном случае изменяется за счет подвода теплоты (нагревания). Можно считать, что изменение внутренней энергии  $\Delta U$  равно произведению теплоемкости при постоянном объеме  $C_V$  на изменение температуры  $\Delta T$  для любого процесса при постоянном объеме ( $V = idem$ ), независимо от вида взаимодействия. Иными словами, для любого процесса при постоянном объеме (так как  $dV = 0$ , то и  $\delta W = 0$ ) всегда можно написать:

$$C_V = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V; \quad c_V = \left( \frac{\partial u}{\partial T} \right)_V.$$

Рассмотрим подробнее высказанное положение. Поместим некоторое количество газа в цилиндр (рис. 4.27), закрытый поршнем. Поршень закрепим неподвижно, т. е. объем газа изменяться не может ( $V = idem$ ).

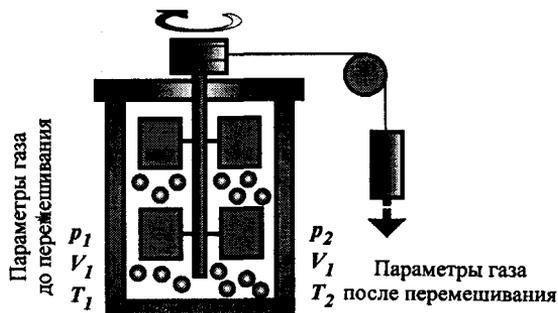


Рис. 4.27. Нагревание газа в результате механического взаимодействия с окружающей средой

Поместим в цилиндр мешалку, которая приводится в действие опускающимся грузом (почти как в опыте Джоуля по определению механического эквивалента теплоты). Допустим, что цилиндр и поршень изготовлены из идеального теплоизолирующего материала (рассеивание теплоты в окружающую среду не происходит). Если груз опустится, то мешалка выполнит работу по перемешиванию газа. Газ в данном случае является термодинамической системой, следовательно, над газом будет совершена работа окружающей средой. Потенциальная энергия груза с помощью работы была передана газу (системе). Так как положение газа в пространстве не меняется, то не меняются его потенциальная и кинетическая энергии (внешне газ неподвижен). В этом случае механическая форма энергии не изменяется. Поскольку энергия от груза посредством работы была передана газу (системе), но его потенциальная и кинетическая энергии не изменились, то в соответствии с первым законом термодинамики должна измениться его внутренняя (невидимая форма) энергия.

Для более глубокого усвоения еще раз запишем уравнение первого закона термодинамики для *закрытой* системы:

$$dU = \delta Q - \delta W. \quad (4.73)$$

Так как в этом случае энергия в форме теплоты к газу не подводится,  $\delta Q = 0$ . Работа над газом совершается окружающей средой (за счет потенциальной энергии поднятого груза). В соответствии с правилом знаков эта работа отрицательна. В итоге, выражение первого закона термодинамики (4.73) примет вид

$$dU = 0 - (-\delta W) = \delta W. \quad (4.74)$$

Анализируя выражение (4.74), заметим, если окружающая среда выполняет работу над термодинамической системой, внутренняя энергия системы увеличивается (при условии, что энергия от системы одновременно не отводится в форме теплоты, т. е. система адиабатная). Если же работу совершает термодинамическая система над окружающей средой (в соответствии с правилом знаков эта работа положительна), внутренняя энергия системы (газа) уменьшается ( $dU = -\delta W$ ) (при условии, что к системе одновременно не подводится энергия в форме теплоты, т. е. система адиабатная).

Таким образом, в общем случае для адиабатной системы (система и окружающая среда не обмениваются энергией в форме теплоты) можно записать уравнение первого закона термодинамики в следующем виде (приравняв нулю в выражении (4.73) количество теплоты;  $\delta Q = 0$ ):

$$-\delta W = dU = C_V \cdot dT = mc_V \cdot dT, \quad (4.75)$$

где  $\delta W$  — бесконечно малое количество работы, выполняемое в рассматриваемом процессе;  $dU$  — бесконечно малое изменение внутренней энергии;  $C_V$  — теплоемкость рабочего тела при постоянном объеме;  $dT$  — бесконечно малое изменение температуры рабочего тела;  $m$  — масса рабочего тела;  $c_V$  — удельная теплоемкость рабочего тела при постоянном объеме.

Если работу выполняет система над окружающей средой, то в выражение (4.75) величина  $\delta W$  должна входить со знаком «плюс», а если над рабочим телом выполняется работа окружающей средой, то величина  $\delta W$  должна входить в выражение (4.75) со знаком «минус».

Анализируя совместно выражения (4.70) и (4.74), приходим к выводу, что внутренняя энергия системы  $U$  может изменяться как за счет теплообмена ( $\delta Q \neq 0$ ), так и за счет совершения работы ( $\delta W \neq 0$ ):

1. Если теплота подводится к системе (в соответствии с правилом знаков она положительна), то ее внутренняя энергия увеличивается, а если теплота отводится от системы (в соответствии с правилом знаков она отрицательна), то ее внутренняя энергия уменьшается.
2. Если работа совершается системой над окружающей средой (она в соответствии с правилом знаков положительна), то ее внутренняя энергия уменьшается, а если работа выполняется над системой окружающей средой (в этом случае в соответствии с правилом знаков она отрицательна), то ее внутренняя энергия увеличивается.
3. Если система и окружающая среда обмениваются энергией в форме теплоты и работы одновременно, то изменение внутренней энергии термодинамической системы в этом случае определяется соотношением количеств теплоты и работы, которое аналитически можно выразить следующим образом:  $\delta Q > \delta W$ ;  $\delta Q < \delta W$ ;  $\delta Q = \delta W$ .

Учитывая правило знаков и приведенные выше условия, сравнительно легко можно установить характер изменения внутренней энергии системы (рабочего тела).

Во всех случаях величина изменения внутренней энергии  $\Delta U$  определяется легко измеряемым параметром — изменением температуры  $\Delta T$ . Более того, изменение внутренней энергии  $\Delta U$  при данном изменении температуры  $\Delta T$  всегда одно и то же, независимо от того, чем оно вызвано — теплообменом, работой или тем и другим одновременно. В этом заключается истинный смысл *эквивалентности теплоты и работы*.

Таким образом, мы получили тот же результат, что и Джоуль, проводя свои опыты по определению механического эквивалента теплоты.

Следует отметить, что соотношения (4.70), (4.71), (4.72) и (4.75) справедливы лишь при условии, что в системе не происходит никаких изменений объема ( $dV = 0$ ), физического состояния, химического состава и никаких изменений других видов энергии (кинетической и потенциальной). Чтобы

понять, как влияет изменение объема на теплоемкость идеального газа, рассмотрим процесс нагревания при постоянном давлении ( $p = idem$ ).

### 4.6.3. Теплоемкость идеального газа при постоянном давлении

С нагреванием рабочих тел при постоянном давлении мы имеем дело гораздо чаще, чем с нагреванием при постоянном объеме ( $V = idem$ ). Любое тепловое взаимодействие с системой, не находящейся в ограниченном объеме, реально происходит при постоянном давлении. Это обусловлено тем, что окружающая атмосфера практически является бесконечно упругой, поэтому давление, оказываемое ею на изучаемую систему, остается постоянным независимо от изменений объема. Фактически осуществить процесс нагревания, при котором не происходит абсолютно никакого изменения объема, очень трудно, потому что практически все материалы, в том числе и контейнер, содержащий наблюдаемую нами систему (например, газ), при повышении температуры расширяются, хотя и очень незначительно. В некоторых случаях это изменение объема незначительно и его не учитывают. Например, вода очень мало меняет свой объем при нагревании. Разность между теплоемкостями при постоянном объеме и при постоянном давлении очень мала. Наоборот, воздух в случае нагревания при постоянном давлении сильно расширяется, поэтому вполне логичным будет ожидать большого различия между теплоемкостями, определенными при *постоянном давлении*  $C_p$  и *постоянном объеме*  $C_v$ .

Посмотрим, что происходит при нагревании газа при постоянном давлении. Будем нагревать газ, находящийся в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 4.28). Цилиндр находится в неподвижном состоянии, поэтому изменение потенциальной и кинетической энергии газа равно нулю ( $\Delta ПЭ = 0$ ;  $\Delta КЭ = 0$ ). Применим к рассматриваемой термодинамической системе первый закон термодинамики

$$\delta Q = dU + \delta W$$

или

$$\delta Q = dU + pdV. \quad (4.76)$$

Из этих соотношений видно, что теплота  $\delta Q$ , поглощаемая системой при небольшом изменении ее состояния, должна приводить не только к изменению внутренней энергии  $dU$  системы, но также расходоваться на совершение работы  $\delta W = p \cdot dV$ .

Со стороны поршня (рис. 4.28) на газ действует сила тяжести  $G$  и сила атмосферного давления  $P_0$ , а со стороны газа сила давления  $P_r$ . По мере нагревания кинетическая энергия частиц газа медленно увеличивается, поэтому медленно возрастает его давление. Когда сила давления газа  $P_r$  превысит суммарную силу  $(G + P_0)$  на бесконечно малую величину, поршень начнет бесконечно медленно перемещаться вверх (квазистатический, почти

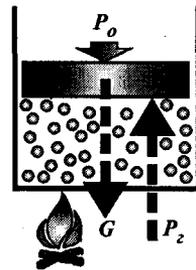


Рис. 4.28. Нагревание газа при постоянном давлении

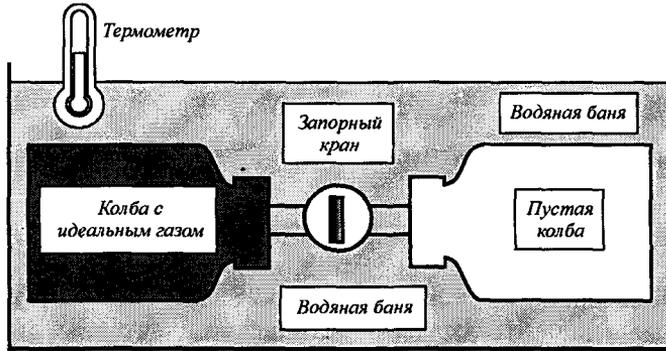


Рис. 4.29. Схема опытной установки Дж. Джоуля

статический процесс). Газ будет расширяться. Предположим, что между поршнем и цилиндром отсутствует трение (отсутствуют неконсервативные силы — нет диссипации энергии), поэтому такой бесконечно медленный процесс расширения газа можно считать равновесным, так как процесс проходит через одни и те же равновесные состояния и при расширении и при сжатии при прочих равных условиях.

Рассмотрим изменение внутренней энергии  $dU$  в выражении (4.76). В случае нагревания при постоянном объеме ( $V = idem$ ) мы установили, что  $dU = C_V \cdot dT = mc_V \cdot dT$ , так как работа газом не совершалась ( $\delta W = p \cdot dV = 0$ ). При нагревании при постоянном давлении ( $p = idem$ ) объем изменяется на величину  $dV$ . Известно, что внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры, следовательно, при изменении температуры  $T$  внутренняя энергия  $U$  идеального газа изменяется. Но в нашем примере изменяется также и объем газа  $V$ . Возникает вопрос: «Изменяется ли внутренняя энергия газа за счет изменения объема?»

Для ответа на этот вопрос Джоуль провел опыт, схема которого показана на рис. 4.29.

Две колбы, соединенные вентилем, помещены в водяную баню. Газ в левой колбе находится под высоким давлением, а в правой колбе давление равно нулю. Вентиль открывают, газ течет слева направо до тех пор, пока давление в обеих колбах не станет одинаковым. Главный результат проведенного Джоулем опыта состоял в следующем — температура водяной бани не изменилась. Следовательно, между колбами и водой нет теплового взаимодействия, которое возникает лишь при наличии разности температур между ними. Если не изменилась температура воды в бане, то не изменилась температура газа в колбах. Поскольку стенки колб сделаны из жесткого материала, вне системы не происходит никаких смещений, поэтому работа газа равна нулю. Так как тепловой поток в систему и от системы отсутствует, то  $\delta Q = 0$ . Система (газ) работу не совершает, т. е.  $\delta W = 0$ , поэтому можно записать

$$dE = d(KЭ) + d(ПЭ) + d(ВЭ) = \delta Q - \delta W = 0.$$

Так как термодинамическая система находится в неподвижном состоянии, ее кинетическая и потенциальная энергия не меняются, т. е.

$d(KЭ) = d(ПЭ) = 0$ . Таким образом, для свободно расширяющегося газа (термодинамической системы) окончательно можно записать следующее выражение:

$$d(BЭ) = dU = \delta Q - \delta W = 0; \quad (\delta Q = 0; \quad \delta W = 0; \quad dU = 0).$$

Полученный результат позволяет сделать следующие выводы:

- внутренняя энергия свободно расширяющегося газа не изменяется;
- так как внутренняя энергия  $U$  идеального газа зависит только от температуры  $T$  и при его свободном расширении не изменяется, то также не изменяется и температура газа, т. е.  $\Delta T = 0$ .

Отсутствие изменения полной энергии  $dE$  означает, что система является изолированной. Условие изолированности термодинамической системы также можно выразить равенством  $\delta Q = \delta W = 0$ .

Таким образом, проведенный опыт показал, что давление и объем газа изменились, а внутренняя энергия — нет.

Так как величина  $pA = P_r = G = idem$ , то изменение  $T$  в правой части равенства (4.21) однозначно приведет к увеличению  $L$  в левой части этого равенства. Поршень будет перемещаться против действия внешних сил  $G_{\Pi}$  и  $P_0$ . Так как  $AL = \Delta V$ , то при нагревании изменяется объем газа (рабочего тела). В этом случае поршень перемещается вверх. Таким образом, векторы перемещения  $L$  поршня и силы давления газа  $P_r$  направлены в одну сторону (вверх) вдоль одной прямой.

Вычислим работу расширения газа (работу, произведенную газом по перемещению поршня диаметром  $D = 20$  см на расстояние  $L = 20$  см). Давление газа равно  $p = 104447.6$  Па. Тогда работа расширения газа равна:

$$\begin{aligned} W &= P_r L = p \cdot \Delta V = pAL = p \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} L = \\ &= 104447.6 \text{ [Па]} \cdot \frac{3.14 \cdot 0.2^2 \text{ [м}^2\text{]}}{4} \cdot 0.2 \text{ [м]} = \\ &= 656.2636 \text{ Н} \cdot \text{м} = 656.2636 \text{ Дж}. \end{aligned}$$

Многочисленные эксперименты при различных начальных значениях давления, объема и температуры всегда давали один и тот же результат: при свободном расширении газа его температура  $T$  и внутренняя энергия  $U$  не изменяются. Результаты этих опытов свидетельствуют о том, что существует широкая область значений давления и объема, отвечающая одному и тому же значению внутренней энергии. Отсюда следует, что внутренняя энергия не зависит от давления и объема, а зависит только от температуры. Следует помнить, что сказанное выше строго справедливо только в том случае, когда поведение газа точно описывается уравнением состояния идеального газа

$$\left. \begin{aligned} pV &= nRT; \\ pV &= mR_0T \end{aligned} \right\}.$$

Выводы Джоуля могут быть отнесены с допустимой для практики погрешностью и к реальным газам, если они находятся при высоких температурах и малых давлениях. Поэтому для приближенных расчетов

можно считать, что внутренняя энергия реальных газов при указанных условиях является функцией только одной температуры.

Таким образом, зависимость внутренней энергии  $U$  идеального газа только от его температуры  $T$  позволяет в уравнении (4.76) выражение  $dU$  заменить выражением  $c_V \cdot dT = m \cdot c_V \cdot dT$ , даже если это уравнение относится к процессу при постоянном давлении (при переменном объеме). В этом случае уравнение (4.76) принимает вид

$$\delta Q = mc_V \cdot dT + p \cdot dV, \quad (4.77)$$

где  $\delta Q$  — бесконечно малое количество энергии в форме теплоты;  $m$  — масса термодинамической системы (газа);  $c_V$  — удельная теплоемкость газа;  $dT$  — бесконечно малое изменение температуры  $p$  — давление газа;  $dV$  — бесконечно малое изменение объема газа.

Вспомним, что поведение идеального газа подчиняется уравнению состояния  $pV = mR_oT$ , поэтому при постоянном давлении ( $p = idem$ ) можно записать

$$d(pV) = p \cdot dV - V \cdot dp = p \cdot dV \quad [dp = 0].$$

В общем случае последнее выражение, учитывая правила дифференцирования, может быть представлено в виде

$$d(pV) = p \cdot dV + V \cdot dp.$$

Учитывая, что  $pV = mR_oT$ , последнее выражение примет вид

$$d(pV) = pdV + Vdp = d(mR_oT) = mR_o dT, \quad (4.78)$$

$$[m = idem; \quad R_o = idem].$$

Подставляя выражение (4.78) в уравнение (4.77), получим

$$\delta Q = mc_V \cdot dT + mR_o \cdot dT = (c_V + R_o)m \cdot dT. \quad (4.79)$$

Разделив левую и правую части уравнения (4.79) на величину  $m \cdot dT$ , получим:

$$\frac{\delta Q}{m dT} = \frac{\delta Q/m}{dT} = \frac{\delta q}{dT} = c_V + R_o. \quad (4.80)$$

В соответствии с определением теплоемкости как  $c = \delta q/dT$ , выражение (4.80) можно записать в виде

$$c_V + R_o = c_p, \quad (4.81)$$

где  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении (изобарная теплоемкость);  $c_V$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме (изохорная теплоемкость);  $R_o$  — удельная газовая постоянная.

Соотношение (4.79) показывает, что

- удельная теплоемкость газа  $c_p$  при постоянном давлении (изобарная теплоемкость), подчиняющегося уравнению состояния идеального газа  $pV = mR_oT$ , больше удельной теплоемкости  $c_V$  при постоянном объеме (изохорная теплоемкость) на величину удельной газовой постоянной  $R_o$ .

Перепишав соотношение (4.81) в виде  $c_p - c_V = R_o$ , а также учитывая, что  $R_o > 0$ , убеждаемся, что  $c_p > c_V$ .

В изохорном процессе ( $V = idem$ ) для нагревания 1 кг газа на 1 градус требуется  $c_V$  теплоты, которая идет только на увеличение внутренней энергии  $u$ .

В изобарном процессе ( $p = idem$ ) для нагревания 1 кг идеального газа на 1 градус требуется  $c_p$  теплоты, из которой  $c_V$  идет на увеличение внутренней энергии  $u$  (также, как и в изохорном процессе;  $V = idem$ ), а  $R_0 = c_p - c_V$  — на совершение внешней работы.

Из сказанного следует, что

- удельная газовая постоянная  $R_0$  численно равна работе, совершаемой 1 кг газа при изменении его температуры на 1 градус (в шкале Цельсия или Кельвина) в процессе при постоянном давлении.

Разность теплоемкостей идеальных газов  $R_0 = c_p - c_V$  — величина постоянная (для каждого конкретного газа), поэтому достаточно определить только одну из них —  $c_p$  или  $c_V$ , а другую — найти из соотношения (4.81).

Умножим правую и левую части соотношения (4.81) на молекулярную массу  $M$ , что позволит получить связь между молярными теплоемкостями

$$Mc_p - Mc_V = MR_0 = R = 8.314 \text{ [кДж/(кмоль} \cdot \text{К)]}. \quad (4.82)$$

Соотношения (4.81) и (4.82) играют существенную роль в теории теплоемкостей и носят названия уравнений Майера.

В правой части соотношения (4.82) произведение  $MR_0$  представляет собой универсальную газовую постоянную  $R$ . Это означает, что разность молярных теплоемкостей ( $Mc_p - Mc_V$ ) есть величина *постоянная*, одинаковая для всех идеальных газов:

$$R = 8.314 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)} = 8.314 \text{ кДж/(кмоль} \cdot \text{К)} = 8314 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)}.$$

Для реальных газов ( $c_p - c_V = R_0 > 0$ ), так как при их расширении при  $p = idem$  совершается работа не только против внешних сил, но и внутренняя работа против сил взаимодействия между молекулами газа, на что дополнительно расходуется теплота.

В теплотехнике широко применяется отношение теплоемкостей

$$\frac{Mc_p}{Mc_V} = \frac{c_p}{c_V} = k, \quad (4.83)$$

которое носит название коэффициента Пуассона (*показателя адиабатности*).

Так как  $c_p = c_V + R_0$ , то соотношение (4.83) можно записать в виде

$$k = \frac{c_V + R_0}{c_V} = 1 + \frac{R_0}{c_V}, \quad (4.84)$$

откуда

$$c_V = \frac{R_0}{k - 1}. \quad (4.85)$$

Объединяя соотношения (4.83) и (4.85), получим следующее выражение:

$$c_p = c_V \cdot k = \frac{k}{k - 1} \cdot R_0. \quad (4.86)$$

Если значение  $k$  известно (определяется опытным путем), по формулам (4.85) и (4.86) можно вычислить значения теплоемкостей  $c_p$  и  $c_V$

реальных газов. В табл. 4.3, где приведены экспериментальные данные, видно, что молярная теплоемкость  $M_{c_p}$  больше молярной теплоемкости  $M_{c_v}$  примерно на  $8.368 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ , что очень близко к значению  $R = 8.314 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ .

#### 4.6.4. Зависимость теплоемкости идеального газа от температуры

Используя молекулярно-кинетическую теорию газов, вычислим молярную теплоемкость одноатомного газа. Рассмотрим сначала процесс, протекающий при постоянном объеме ( $V = \text{idem}$ ). Так как в этом случае работа газом не совершается, то из первого закона термодинамики следует, что сообщенная газу энергия в форме теплоты  $Q$  идет на изменение его внутренней энергии  $U$ :  $\Delta U = Q$ .

Внутренняя энергия  $U$  идеального одноатомного газа равна полной кинетической энергии всех молекул. Объединяя выражения (2.42) и (2.46), получим следующее выражение для определения внутренней энергии идеального газа:

$$U = N \left( \frac{1}{2} m V_{\text{ср}}^2 \right) = \frac{3}{2} n R T,$$

где  $N$  — количество молекул;  $m$  — масса одной молекулы;  $V_{\text{ср}}$  — средняя скорость молекулы;  $n$  — количество газа (моль);  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — абсолютная температура газа.

Для идеального газа количество сообщенной энергии в форме теплоты  $Q$  в процессе при постоянном объеме ( $V = \text{idem}$ ) можно определить через молярную теплоемкость:

$$Q = n M_{c_v} \Delta T, \quad (4.87)$$

где  $n$  — количество газа (моль);  $M$  — молярная масса газа,  $\text{кг}/\text{кмоль}$ ;  $c_v$  — удельная теплоемкость газа,  $\text{кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ ;  $\Delta T$  — изменение температуры газа.

Ранее было показано, что изменение внутренней энергии  $\Delta U$  определяется только изменением температуры  $\Delta T$ . Учитывая, что в процессе при постоянном объеме ( $V = \text{idem}$ )  $\Delta U = Q$ , можно записать:

$$n M_{c_v} \Delta T = \frac{3}{2} n R \Delta T, \quad (4.88)$$

откуда находим

$$M_{c_v} = \frac{3}{2} R. \quad (4.89)$$

Так как  $R = 8.314 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ , то молекулярно-кинетическая теория для теплоемкости идеального одноатомного газа дает значение

$$M_{c_v} = \frac{3}{2} \cdot 8.314 [\text{кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})] = 12.471 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}),$$

которое очень близко к полученным экспериментально для одноатомных газов, таких, как гелий, неон (табл. 4.3). Из соотношения (4.82) получаем

$$M_{c_p} = M_{c_v} + R = 12.471 + 8.314 = 20.785 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}),$$

что также согласуется с экспериментом.

Таблица 4.3

Удельные теплоемкости газов при температуре  $t = 15^\circ\text{C}$ 

Газ	Удельная теплоемкость				$\frac{M_{c_p} - M_{c_v}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$	$k = \frac{M_{c_p}}{M_{c_v}}$
	Массовая, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$		Молярная, $\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$			
	$c_p$	$c_v$	$c_p$	$c_v$		
* Одноатомный газ						
He	4.8116	3.138	20.7045	12.4683	8.3262	1.67
Ne	1.03	0.6192	20.7945	12.4683	8.3262	1.67
Двухатомный газ						
N <sub>2</sub>	1.038	0.741	29.0788	20.7526	8.3262	1.40
O <sub>2</sub>	0.912	0.65	29.4135	21.0455	8.368	1.40
Трехатомный газ						
CO <sub>2</sub>	0.8326	0.64	36.945	28.4512	8.4938	1.30
H <sub>2</sub> O(пар)	2.017	1.4644	34.3088	25.9408	8.368	1.32
Многоатомный газ						
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	1.724	1.435	51.6724	43.0952	8.5772	1.20

Измеренные молярные теплоемкости более сложных газов, таких, как двухатомные газы (два атома в молекуле) и трехатомные газы (три атома в молекуле), увеличиваются с ростом числа атомов в молекуле (табл. 4.3). Это, в основном, является следствием того, что внутренняя энергия включает в себя не только кинетическую энергию поступательного движения молекул, но также и другие формы энергии.

Рассмотрим, например, двухатомный газ. Два атома могут вращаться относительно двух различных осей (рис. 4.30). Вращение вокруг третьей оси, проходящей через оба атома, дает малый вклад в энергию, поскольку момент инерции молекулы относительно нее очень мал. Таким образом, молекулы помимо поступательной кинетической энергии имеют еще и вращательную кинетическую энергию.

Полезно ввести понятие степеней свободы, под которым будем понимать число независимых способов сообщения молекуле энергии. Принято считать, что молекулы одноатомного газа (молекула состоит из одного атома) обладают тремя степенями свободы ( $i = 3$ ), так как молекула (атом) может иметь скорость, двигаясь вдоль любой из осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$ . Движения вдоль каждой из этих осей рассматриваются как три независимых движения, поскольку в любом из них параметры движения не влияют на другие. Двухатомная молекула имеет те же три степени свободы, связанные с поступательной кинетической энергией, что и одноатомная, и две степени свободы, связанные с энергией вращательного движения. В сумме двухатомная молекула имеет пять степеней свободы.

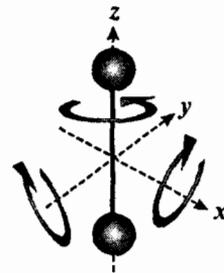


Рис. 4.30. Определение степеней свободы двухатомной молекулы

Из табл. 4.3 видно, что теплоемкость  $M_{CV}$  двухатомных газов равна примерно  $5/3$  теплоемкости одноатомного газа, т. е. теплоемкости находятся в том же отношении, что и степени свободы. Это привело ученых к формулировке принципа равномерного распределения энергии, который гласит, что энергия распределяется поровну между активными степенями свободы и каждая отдельная активная степень свободы молекулы обладает в среднем энергией, равной  $e = 1/2(kT)$ .

Таким образом, средняя энергия молекулы одноатомного газа должна быть равна

$$i \frac{1}{2} kT = 3 \cdot \frac{1}{2} kT = \frac{3}{2} kT,$$

где  $i$  — число степеней свободы молекулы

Для двухатомного газа средняя энергия молекулы должна быть равна  $\frac{5}{2} kT$  ( $i = 5$ ). Следовательно, внутренняя энергия двухатомного газа должна быть равна

$$U = N \cdot \frac{5}{2} kT = \frac{N}{N_a} \cdot N_a \cdot \frac{5}{2} kT = \frac{5}{2} nRT,$$

где  $n = N/N_a$  — количество газа (в моль, кмоль);  $R = N_a k$  — универсальная газовая постоянная;  $k$  — постоянная Больцмана.

Основываясь на тех же рассуждениях, что и для одноатомного газа, находим молярную теплоемкость двухатомного газа при постоянном объеме, а именно:

$$M_{CV} = \frac{5}{2} R = \frac{5}{2} 8.314 = 20.785 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}).$$

Это согласуется с измеренными значениями. Более сложные молекулы имеют еще больше степеней свободы и, следовательно, газ, состоящий из таких молекул, имеет большую теплоемкость по сравнению с одноатомным и двухатомным газом.

Для одно- и двухатомных газов молярные теплоемкости можно определить по формулам:

$$M_{CV} = MR_o \frac{i}{2} = R \cdot \frac{i}{2} = 8.314 \text{ [кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})] \frac{i}{2}; \quad (4.90)$$

$$M_{CP} = MR_o \frac{i+2}{2} = R \cdot \frac{i+2}{2} = 8.314 \text{ [кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})] \frac{i+2}{2}. \quad (4.91)$$

#### 4.6.5. Определение средней теплоемкости газа

Преобразовав выражение (4.52), получим уравнение для определения средней удельной массовой теплоемкости

$$c = \frac{Q}{m\Delta T} = \frac{Q/m}{\Delta T} = \frac{q}{T_2 - T_1}, \quad (4.92)$$

где  $m$  — масса термодинамической системы (газа);  $q$  — удельное количество теплоты, сообщенное системе;  $T_1$  — начальная температура системы;  $T_2$  — конечная температура системы.

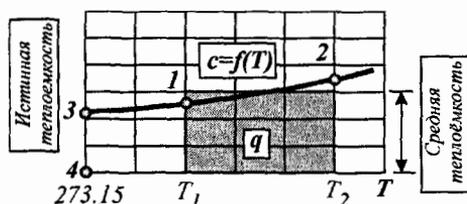


Рис. 4.31. Зависимость теплоемкости газа от температуры

Количество теплоты, сообщенное системе в рассматриваемом термодинамическом процессе, определим из соотношения (4.53), определяющего истинную теплоемкость системы, предварительно записав его в виде

$$c = \frac{C}{m} = \frac{Q}{m dT} = \frac{q}{dT},$$

откуда

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c dT. \quad (4.93)$$

Подставив соотношение (4.93) в уравнение (4.92), определим среднюю удельную теплоемкость  $\bar{c}$  в интервале температур от  $T_1$  до  $T_2$ :

$$\bar{c} \Big|_{T_1}^{T_2} = \int_{T_1}^{T_2} c \cdot dT / (T_2 - T_1). \quad (4.94)$$

Для практических расчетов теплоемкости всех веществ сводят в таблицы, причем с целью сокращения объема таблиц средние теплоемкости приводят в них для интервала температур от 0 до  $T$  (в шкалах Цельсия или Кельвина). Средние теплоемкости газов приведены в табл. 4.4 и 4.5.

Для уяснения методики определения средней теплоемкости по указанным таблицам воспользуемся рис. 4.31. Заштрихованная площадь 1-2- $T_2$ - $T_1$ -1 эквивалентна количеству теплоты

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c \cdot dT,$$

необходимому для нагревания 1 кг рабочего тела от температуры  $T_1$  до температуры  $T_2$ . Ее можно заменить равновеликим прямоугольником с основанием  $(T_2 - T_1)$  и высотой, численно равной средней теплоемкости  $\bar{c} \Big|_{T_1}^{T_2}$ .

В этом случае получим:

$$q = \bar{c} \Big|_{T_1}^{T_2} \cdot (T_2 - T_1) = \bar{c} \Big|_{t_1}^{t_2} \cdot (t_2 - t_1). \quad (4.95)$$

Аналогично, количества теплоты, необходимые для нагрева 1 кг рабочего тела от температуры 273.15 К до температуры  $T_1$  и от температуры

Таблица 4.4

Средние молярные теплоемкости газов  $M_c$ ,  
кДж/(кмоль · К)

$t, ^\circ\text{C}$	Воздух (сухой)	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	CO	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
При постоянном давлении, $M_{c_p}$						
0	29.073	29.274	29.019	29.123	35.860	33.499
100	29.152	29.538	29.048	29.178	38.112	33.741
200	29.299	29.931	29.132	29.303	40.059	34.118
300	29.521	30.400	29.287	29.517	41.755	34.575
400	29.789	30.878	29.500	29.789	43.250	35.090
500	30.095	31.334	29.764	30.099	44.573	35.630
600	30.405	31.761	30.044	30.425	45.453	36.195
700	30.723	32.150	30.341	30.752	46.813	36.789
800	31.028	32.502	30.635	31.070	47.763	37.392
900	31.321	32.825	30.924	31.376	48.617	38.008
1000	31.598	33.118	31.196	31.665	49.392	38.619
1100	31.862	33.386	31.455	31.937	50.099	39.226
1200	32.109	33.633	31.707	32.192	50.740	39.825
1300	32.343	33.863	31.941	32.427	51.322	40.407
1400	32.575	34.076	32.163	32.653	51.858	40.976
1500	32.774	34.282	32.372	32.858	52.348	41.525
1600	32.967	34.474	32.565	33.051	52.800	42.056
1700	33.151	34.658	32.749	33.231	53.218	42.576
1800	33.319	34.834	32.917	33.402	53.504	43.070
1900	33.482	35.006	33.080	33.561	53.959	43.539
2000	33.641	35.169	33.231	33.708	54.290	43.995
При постоянном объеме, $M_{c_v}$						
0	20.758	20.959	20.704	20.808	27.545	25.184
100	20.838	21.223	20.733	20.863	29.797	25.426
200	20.984	21.616	20.800	20.988	31.744	25.803
300	21.206	22.085	20.972	21.202	33.440	26.260
400	21.474	22.563	21.185	21.474	34.935	26.775
500	21.780	23.019	21.449	21.784	36.258	27.315
600	22.090	23.446	21.789	22.110	37.438	27.880
700	22.408	23.835	22.027	22.437	38.498	28.474
800	22.713	24.187	22.320	22.755	39.448	29.077
900	23.006	24.510	22.609	23.061	40.302	29.693
1000	23.283	24.803	22.881	23.350	41.077	30.304
1100	23.547	25.071	23.140	23.622	41.784	30.911
1200	23.794	25.318	23.322	23.877	42.425	31.510
1300	24.028	25.548	23.626	24.112	43.007	32.092
1400	24.250	25.761	23.848	24.338	43.543	32.661
1500	24.459	25.967	24.057	24.543	44.033	33.210
1600	24.652	26.159	24.250	24.736	44.485	33.741
1700	24.836	26.343	24.434	24.916	44.903	34.261
1800	25.004	26.519	24.602	25.087	45.289	34.755
1900	25.167	26.691	24.765	25.246	45.644	35.224
2000	25.326	26.854	24.916	25.393	45.975	35.680

Таблица 4.5  
Средние удельные теплоемкости газов  $c$ , кДж/(кг·К)

$t, ^\circ\text{C}$	Воздух (сухой)	O <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	CO	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
При постоянном давлении, $c_p$						
0	1.0696	0.9148	1.0304	1.0396	0.8148	1.8594
100	1.0061	0.9232	1.0316	1.0417	0.8658	1.8728
200	1.0115	0.9353	1.0346	1.0463	0.9102	1.8937
300	1.0191	0.9500	1.0400	1.0538	0.9487	1.9192
400	1.0283	0.9651	1.0475	1.0634	0.9826	1.9477
500	1.0387	0.9763	1.0567	1.0748	1.0128	1.9778
600	1.0496	0.9927	1.0668	1.0861	1.0396	2.0092
700	1.0605	1.0048	1.0777	1.0978	1.0639	2.0419
800	1.0710	1.0157	1.0881	1.1091	1.0852	2.0754
900	1.0815	1.0258	1.0982	1.1200	1.1045	2.1097
1000	1.0907	1.0350	1.1078	1.1304	1.1225	2.1436
1100	1.0999	1.0434	1.1170	1.1401	1.1384	2.1771
1200	1.1082	1.0509	1.1258	1.1493	1.1530	2.2106
1300	1.1166	1.0580	1.1342	1.1577	1.1660	2.2429
1400	1.1242	1.0647	1.1422	1.1656	1.1782	2.2743
1500	1.1313	1.0714	1.1497	1.1731	1.1895	2.3048
1600	1.1380	1.0773	1.1564	1.1798	1.1995	2.3346
1700	1.1443	1.0831	1.1631	1.1865	1.2091	2.3630
1800	1.1501	1.0886	1.1690	1.1924	1.2179	2.3907
1900	1.1560	1.0940	1.1748	1.1983	1.2259	2.4166
2000	1.1610	1.0990	1.1803	1.2033	1.2334	2.4422
При постоянном объеме, $c_v$						
0	0.7164	0.6548	0.7352	0.7427	0.6259	1.3980
100	0.7193	0.6632	0.7365	0.7448	0.6770	1.4114
200	0.7243	0.6753	0.7394	0.7494	0.7214	1.4323
300	0.7319	0.6900	0.7448	0.7570	0.7599	1.4574
400	0.7415	0.7051	0.7524	0.7666	0.7938	1.4863
500	0.7519	0.7193	0.7616	0.7775	0.8240	1.5160
600	0.7624	0.7327	0.7716	0.7892	0.8508	1.5474
700	0.7733	0.7448	0.7821	0.8009	0.8746	1.5805
800	0.7842	0.7557	0.7926	0.8122	0.8964	1.6140
900	0.7942	0.7658	0.8030	0.8231	0.9157	1.6483
1000	0.8039	0.7750	0.8127	0.8336	0.9392	1.6823
1100	0.8127	0.7834	0.8219	0.8432	0.9496	1.7158
1200	0.8215	0.7913	0.8307	0.8566	0.9638	1.7438
1300	0.8294	0.7984	0.8390	0.8608	0.9772	1.7815
1400	0.8369	0.8051	0.8470	0.8688	0.9893	1.8129
1500	0.8441	0.8114	0.8541	0.8763	1.0006	1.8434
1600	0.8508	0.8173	0.8612	0.8830	1.0107	1.8728
1700	0.8570	0.8231	0.8675	0.8893	1.0203	1.9016
1800	0.8633	0.8286	0.8738	0.8956	1.0291	1.9293
1900	0.8688	0.8840	0.8792	0.9014	1.0371	1.9552
2000	0.8742	0.8390	0.8847	0.9064	1.0446	1.9804

273.15 К до температуры  $T_2$ , равны соответственно

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= c \Big|_{273.15}^{T_1} \cdot (T_1 - 273.15) \\ q_2 &= c \Big|_{273.15}^{T_2} \cdot (T_2 - 273.15) \end{aligned} \right\}. \quad (4.96)$$

Если температуру рабочего тела выразить в градусах шкалы Цельсия, то полученные выше соотношения можно записать в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= c \Big|_0^{t_1} \cdot t_1 \\ q_2 &= c \Big|_0^{t_2} \cdot t_2 \end{aligned} \right\}. \quad (4.97)$$

Количества теплоты эквивалентны площадям:

$$q_1 \Leftrightarrow \text{площади } 3-1-T_1-4-3;$$

$$q_2 \Leftrightarrow \text{площади } 3-1-T_2-4-3.$$

Разность этих площадей дает площадь, эквивалентную количеству теплоты  $q = q_2 - q_1$ , т. е.

$$q = q_2 - q_1 \Leftrightarrow \text{площадь } 1-2-T_2-T_1-1.$$

Таким образом, учитывая, что  $q = q_2 - q_1$ , и объединяя соотношения (4.95), (4.96) и (4.97), получим

$$\begin{aligned} q = q_2 - q_1 &= c \Big|_{273.15}^{T_2} \times (T_2 - 273.15) - c \Big|_{273.15}^{T_1} \times (T_1 - 273.15) = c \Big|_{T_1}^{T_2} \times (T_2 - T_1); \\ q = q_2 - q_1 &= c \Big|_0^{t_2} \times t_2 - c \Big|_0^{t_1} \times t_1 = c \Big|_{t_1}^{t_2} \times (t_2 - t_1). \end{aligned}$$

Из последних соотношений определим среднюю теплоемкость газа в интервале температур:

$$c \Big|_{T_1}^{T_2} = \frac{c \Big|_{273.15}^{T_2} \times (T_2 - 273.15) - c \Big|_{273.15}^{T_1} \times (T_1 - 273.15)}{T_2 - T_1}; \quad (4.98)$$

$$c \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c \Big|_0^{t_2} \times t_2 - c \Big|_0^{t_1} \times t_1}{t_2 - t_1}. \quad (4.99)$$

Так как градус в шкале Цельсия совпадает с градусом в шкале Кельвина (абсолютная термодинамическая шкала), то в таблицах теплоемкостей температуру, как правило, указывают в градусах шкалы Цельсия.

Все изложенное выше относится также и к молярным, и к объемным теплоемкостям.

В результате обработки экспериментальных данных были получены эмпирические зависимости, приведенные в табл. 4.6, и позволяющие рассчитывать средние удельные теплоемкости некоторых веществ.

В практике инженерных и научных расчетов средние удельные теплоемкости определяют по таблицам 4.4 и 4.5. В случае промежуточных значений

Таблица 4.6

Средняя удельная теплоемкость газов  
в пределах температур от 0 до 1500°С, кДж/(кг·К)

Газ	При постоянном давлении	При постоянном объеме
Воздух	$c_p = 0.9956 + 0.000093 \cdot t$	$c_v = 0.9956 + 0.000093 \cdot t$
H <sub>2</sub>	$c_p = 14.33 + 0.0005945 \cdot t$	$c_v = 10.12 + 0.0005945 \cdot t$
N <sub>2</sub>	$c_p = 1.032 + 0.00008955 \cdot t$	$c_v = 0.7304 + 0.00008955 \cdot t$
O <sub>2</sub>	$c_p = 0.919 + 0.0001065 \cdot t$	$c_v = 0.6594 + 0.0001065 \cdot t$
CO	$c_p = 1.035 + 0.00009681 \cdot t$	$c_v = 0.7331 + 0.00009681 \cdot t$
H <sub>2</sub> O	$c_p = 1.833 + 0.0003111 \cdot t$	$c_v = 1.372 + 0.0003111 \cdot t$
CO <sub>2</sub>	$c_p = 0.8725 + 0.0002406 \cdot t$	$c_v = 0.6837 + 0.0002406 \cdot t$

температуры неприведенных в таблице, величины удельных теплоемкостей веществ находят путем интерполирования табличных данных. Например, пусть требуется определить удельную теплоемкость вещества (например, оксида углерода CO) при постоянном давлении  $c_p$  при температуре  $t = 1273$  К.

Сущность интерполяции состоит в отыскании значения функции в некоторой промежуточной точке по отношению к табличным данным. Простейшим видом интерполяции является линейная интерполяция, в основе которой лежит аппроксимация кривой на участке между точками  $(x_k, y_k)$  и  $(x_{k+1}, y_{k+1})$  прямой, проходящей через те же точки. Уравнение прямой, проходящей через две за данные точки  $(x_k, y_k)$  и  $(x_{k+1}, y_{k+1})$ , можно представить в виде

$$\frac{y - y_k}{x - x_k} = \frac{y_{k+1} - y_k}{x_{k+1} - x_k},$$

или, решая относительно неизвестной функции  $y$ , в виде

$$y = \frac{y_k \cdot (x - x_{k+1}) - y_{k+1} \cdot (x - x_k)}{x_k - x_{k+1}}. \quad (4.100)$$

Таким образом, зная два табличных значения  $y_k$  и  $y_{k+1}$ , соответствующих  $x_k$  и  $x_{k+1}$ , с помощью формулы (4.100) можно найти значение функции  $y$  при любом значении аргумента  $x$  в интервале значений  $[x_k \leftrightarrow x_{k+1}]$ .

Определим удельную теплоемкость оксида углерода (CO) при постоянном давлении  $c_p$  при промежуточной температуре  $t = 1273^\circ\text{C}$  с помощью метода линейной интерполяции. Для этого воспользуемся данными табл. 4.5. В соответствии с формулой (4.100), переменная  $x$  в данном случае будет рассматриваться как переменная  $t$  (температура), а функция  $y$  будет играть роль теплоемкости  $c_p$ . Условия задачи можно записать следующим образом:

$$x = t = 1273^\circ\text{C};$$

$$y = c_p \Big|_0^{t=1273^\circ\text{C}} = ?.$$

В соответствии с данными, приведенными табл. 4.5, имеем:

$$x_k = t_k = 1200^\circ\text{C}; \quad y_k = c_p \Big|_0^{t_k=1200^\circ\text{C}} = 1.1493 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot ^\circ\text{C});$$

$$x_{k+1} = t_{k+1} = 1300^\circ\text{C}; \quad y_{k+1} = c_p \Big|_0^{t_{k+1}=1300^\circ\text{C}} = 1.1577 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}).$$

В соответствии с зависимостью (4.100) получим

$$c_p \Big|_0^{t=1273} = \frac{1.1493 \cdot (1273 - 1300) - 1.1557 \cdot (1273 - 1200)}{1200 - 1300} =$$

$$= 1.1554 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}).$$

В тех случаях, когда требуется определить значение некоторой величины, находящейся вне данных таблицы, используется экстраполирование этих данных. Для линейной экстраполяции можно применять уравнение (4.100). Экстраполяцию можно осуществлять как вперед, так и назад.

Пусть требуется определить теплоемкость газа при температуре  $t = 2150^\circ\text{C}$ . Данные в табл. 4.5 заканчиваются наибольшим значением  $t = 2000^\circ\text{C}$ . В этом случае в качестве узлов интерполяции используются значения величин теплоемкостей при температурах  $t_k = 1900^\circ\text{C}$  и  $t_{k+1} = 2000^\circ\text{C}$ . В дальнейшем по формуле (4.100) производится экстраполяция вперед.

Пусть требуется определить теплоемкость газа в интервале температур (0–250°C). Если табличные данные начинаются с температуры  $t = 300^\circ\text{C}$ , то определить теплоемкость газа в указанном интервале температур по таблице можно только путем линейной экстраполяции назад. В качестве узлов экстраполяции в этом случае следует использовать табличные значения температур и теплоемкостей при температурах  $t_k = 400^\circ\text{C}$ ;  $t_{k+1} = 300^\circ\text{C}$ .

#### 4.6.6. Теплоемкость смеси газов

При работе ДВС в цилиндры двигателя поступает атмосферный воздух, в котором имеется кислород, необходимый для окисления топлива, поступающего в цилиндры или вместе с воздухом (карбюраторные двигатели) или отдельно от него (двигатели с воспламенением от сжатия — дизели). В цилиндре двигателя происходит окисление топлива за счет кислорода, имеющегося в воздухе. Происходит экзотермическая реакция с интенсивным выделением теплоты. Именно эта теплота и используется для повышения температуры рабочего тела. Теплоту рабочему телу (воздуху) можно было бы сообщить также и через стенки цилиндра. Однако по известным причинам такой способ сообщения теплоты рабочему телу был бы неэффективным. Сжигание топлива в смеси с воздухом в цилиндре поршневого ДВС или в камере сгорания ГТД является наиболее рациональным способом сообщения теплоты рабочему телу. Известно, что в процессе сгорания топлива образуется уже другая смесь газов (в сравнении с чистым воздухом) —  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , поэтому при тепловом расчете ДВС приходится определять количество теплоты  $Q_{1-2}$ , подведенной к смеси газов или отведенной от нее.

Для определения удельного количества теплоты  $q_{1-2}$  можно воспользоваться уравнением (4.71), если известна теплоемкость заданной смеси газов  $c_{см}$ .

Если состав смеси задан массовыми долями, то массовую теплоемкость смеси газов можно определить по формуле

$$c_{см} = g_1 c_1 + g_2 c_2 + \dots + g_i c_i = \sum_{i=1}^n (g_i c_i),$$

где  $c_{см}$  — теплоемкость смеси газов;  $g_i$ ,  $c_i$  — соответственно массовые доли и теплоемкости компонентов газовой смеси.

Если состав смеси газов задан объемными или молярными долями, то объемную или молярную теплоемкость смеси можно определить из следующих соотношений:

$$c'_{см} = r_1 c'_1 + r_2 c'_2 + \dots + r_i c'_i = \sum_{i=1}^n (r_i c'_i);$$

$$M c_{см} = r_1 M_1 c_1 + r_2 M_2 c_2 + \dots + r_i M_i c_i = \sum_{i=1}^n r_i M_i c_i,$$

где  $r_i$  — объемная доля  $i$ -го компонента газовой смеси;  $c'_i$  — объемная теплоемкость  $i$ -го компонента газовой смеси;  $c_i$  — удельная теплоемкость  $i$ -го компонента газовой смеси;  $M_i$  — молярная масса  $i$ -го компонента газовой смеси.

Таким образом, определение удельной теплоемкости газовой смеси основывается на уравнении теплового баланса, согласно которому, энергия, подведенная к газовой смеси в форме теплоты, равна сумме энергий, подведенных к ее компонентам также в форме теплоты.

## 4.7. ЭНТАЛЬПИЯ И ЭНТРОПИЯ КАК ФУНКЦИИ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

### 4.7.1. Энтальпия рабочего тела

Рассмотрим уравнение, выражающее первый закон термодинамики

$$\delta Q = dU + p \cdot dV. \quad (4.101)$$

Если процесс происходит при *постоянном* давлении, это уравнение можно записать в следующем виде:

$$\delta Q = dU + d(pV) = d(U + pV). \quad (4.102)$$

Сумма величин  $U$  и  $pV$  встречается в анализе термодинамических процессов настолько часто, что ей дали отдельное название и ввели соответствующее обозначение.

По определению, величина

$$U + pV = H \quad (4.103)$$

называется *энтальпией* системы, а величина

$$h = \frac{H}{m} = \frac{U}{m} + \frac{pV}{m} = \frac{U}{m} + p \frac{V}{m} = u + pV_m$$

называется *удельной энтальпией*.

Для любого термодинамического процесса (даже когда  $p \neq idem$ ) уравнение первого закона термодинамики (4.101) можно записать в виде

$$\delta Q = dU + d(pV) - Vdp = d(U + pV) - Vdp. \quad (4.104)$$

Проверим, эквивалентны ли уравнения (4.101) и (4.104). Продифференцируем уравнение (4.104) в соответствии с правилами дифференцирования суммы и произведения:

$$\begin{aligned} d(U + pV) - Vdp &= dU + d(pV) - Vdp = dU + (dpV + pdV) - Vdp = \\ &= dU + Vdp + pdV - Vdp = dU + pdV. \end{aligned}$$

Таким образом, уравнения (4.101) и (4.104) эквивалентны.

С учетом выражения (4.103), выражение (4.104) можно переписать в следующем виде:

$$\delta Q = dH - Vdp. \quad (4.105)$$

Если правую и левую часть уравнения (4.105) разделить на массу  $m$  рабочего тела, то получим

$$\delta q = dh - V_m dp, \quad (4.106)$$

где  $\delta q$  — бесконечно малое количество удельной теплоты;  $dh$  — бесконечно малое изменение удельной энтальпии;  $V_m$  — удельный объем рабочего тела;  $dp$  — бесконечно малое изменение давления рабочего тела.

Произведение  $V \cdot dp$  представляет собой располагаемую работу рабочего тела (системы), а произведение  $V_m \cdot dp$  — удельную располагаемую работу.

Так как входящие в соотношение (4.103) величины  $U$ ,  $p$ ,  $V$  являются параметрами состояния, то и сама энтальпия  $H = U + pV$  является параметром состояния. По этой причине изменение энтальпии  $\Delta H$ , как и изменение внутренней энергии  $\Delta U$ , не зависит от характера процесса, а определяется только начальным и конечным состояниями системы, т. е.

$$\Delta H = H_2 - H_1 = (U_2 + p_2 V_2) - (U_1 + p_1 V_1), \quad (4.107)$$

или

$$\Delta h = h_2 - h_1 = (u_2 + p_2 V_{m,2}) - (u_1 + p_1 V_{m,1}). \quad (4.108)$$

Как внутренняя энергия, работа и теплота, энтальпия измеряется в джоулях (Дж), а удельная энтальпия — в джоулях на килограмм (кДж/кг).

Так как энтальпия есть параметр состояния, она может быть представлена в виде функции двух любых параметров состояния:

$$\left. \begin{aligned} H &= f_1(p, V) \\ h &= f_2(V_m, T) \\ h &= f_3(p, T) \end{aligned} \right\}, \quad (4.109)$$

а величина  $dh$  является полным дифференциалом.

Удельная энтальпия  $h$  идеального газа, как и его удельная внутренняя энергия  $u$ , является функцией только температуры.

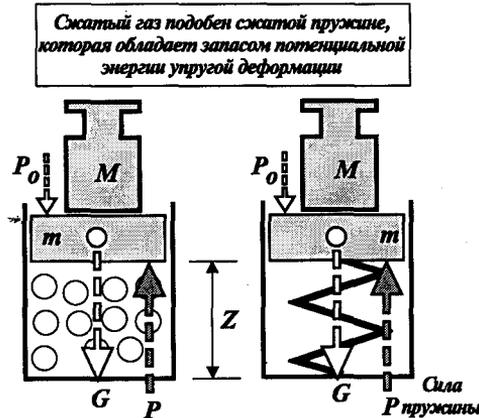


Рис. 4.32. К определению физического смысла энтальпии

Учитывая, что газ подчиняется уравнению состояния идеального газа  $pV = mR_0T$ , выражение (4.103) можно записать в следующем виде:

$$H = U + mR_0T, \quad (4.110)$$

или для удельной энтальпии:

$$h = u + R_0T. \quad (4.111)$$

Ранее нами было показано, что внутренняя энергия идеального газа зависит только от его температуры [ $U = f(T)$ ], поэтому из полученных выше соотношений (4.110) и (4.111) видно, что энтальпия (удельная энтальпия) является функцией только температуры, т. е.  $H = f(T)$ , так как масса  $m$  и удельная газовая постоянная  $R_0$  являются величинами постоянными.

Таким образом,

- изменение энтальпии  $H(h)$  в любом термодинамическом процессе определяется только начальным и конечным состояниями тела и не зависит от характера процесса.

Физический смысл энтальпии поясним на следующем примере. Рассмотрим полную энергию газа, находящегося в цилиндре (рис. 4.32) под давлением  $p$ , создаваемым суммарной силой тяжести груза  $G$  массой  $M$  и силой тяжести поршня массой  $m$ . На рис. 4.32 видно, что термодинамическая система является закрытой, так как не обменивается веществом с окружающей средой (газ не покидает пределы цилиндра). На поршень действует давление окружающей среды  $p_0$ , что обуславливает дополнительную силу, приложенную к поршню  $P_0 = p_0A$ , где  $P_0$  — действующая на поршень со стороны окружающей среды (давления атмосферы);  $p_0$  — атмосферное давление;  $A$  — площадь поршня.

Если поршень не перемещается, то рассматриваемая система находится в состоянии механического равновесия. Проанализируем это равновесие. Суммарная сила тяжести груза и поршня равна  $G = (m + M)g$ , где  $m$  — масса поршня;  $M$  — масса груза;  $g$  — ускорение свободного падения тела.

Сила  $G$  по отношению к рассматриваемой термодинамической системе (газу) является внешней силой. Внешней также является сила атмосфер-

ного давления  $P_0$ . Внешние силы  $G$  и  $P_0$  приложены к газу через поршень и стремятся сжать его путем опускания поршня. При этом объем должен уменьшаться. При уменьшении объема закрытой термодинамической системы давление газа  $p$  увеличивается. По мере увеличения давления газа  $p$  увеличивается сила  $P$ , приложенная к поршню со стороны газа. Сила  $P$  по отношению к рассматриваемой термодинамической системе (газу) является внутренней, а по отношению к поршню — внешней. Внешние силы  $G$  и  $P_0$  не зависят от состояния газа и являются постоянными. Внутренняя сила  $P$  зависит от состояния газа (от его давления  $p$ ). Внутренняя сила  $P$  направлена против действия внешних сил  $G$  и  $P_0$ , препятствуя возможному перемещению поршня вниз. Если эти силы равны ( $G + P_0 = P$ ), то имеет место состояние механического равновесия (поршень не перемещается).

В качестве замечания отметим, если давление окружающей среды равно нулю ( $p_0 = 0$ ), то сила давления также равна нулю ( $P_0 = 0$ ).

В большинстве случаев можно не учитывать силу атмосферного давления  $P_0$ , действующую на поршень, так как она незначительна. В тех случаях, когда проводятся точные измерения, силу атмосферного давления  $P_0$  следует учитывать.

Со стороны газа на поршень действует сила, равная

$$P = pA, \quad (4.112)$$

где  $p$  — давление газа;  $A = \pi D^2/4$  — площадь поршня;  $D$  — диаметр поршня (цилиндра).

Определим потенциальную энергию груза и поршня, учитывая дополнительную внешнюю силу, приложенную к поршню со стороны окружающей среды:

$$\text{ПЭ} = (G + P_0)Z = [(m + M)g + P_0]Z = [(m + M)g + p_0 A]Z, \quad (4.113)$$

где  $Z$  — высота поднятия поршня от условной линии (дна цилиндра).

В состоянии механического равновесия выполняется условие ( $G + P_0 = P$ ). С учетом этого условия зависимость (4.113) можно представить в виде

$$\text{ПЭ} = P \cdot Z = p \cdot A \cdot Z, \quad (4.114)$$

где  $P$  — сила давления газа;  $p$  — давление газа.

Произведение  $A \cdot Z$  в геометрической интерпретации представляет собой объем цилиндра  $V$  (произведение площади основания  $A$  цилиндра на его высоту  $Z$ ). Газ всегда занимает тот объем, который предоставляет ему сосуд, произведение  $A \cdot Z = V$  представляет собой объем газа, находящегося под поршнем, поэтому выражение (4.114) может быть представлено в виде

$$\text{ПЭ} = pAZ = pV. \quad (4.115)$$

Сжатый газ подобен сжатой пружине, которая при снятии внешней нагрузки выпрямляется, совершая работу.

При сжатии пружины мы всегда прикладываем к ней большую силу, чем создает она за счет упругих сил. Если прикладываемая нами сила не будет увеличиваться, то в некоторый момент времени упругие силы станут равными внешней силе, прикладываемой нами. В этом случае сжатие пружины прекратится. Если только мы уменьшим внешнюю силу, действующую на пружину, она станет выпрямляться, совершая при этом работу.

Потенциальная энергия упругой деформации пружины будет уменьшаться. Запас потенциальной энергии сжатой пружины равен произведению силы ее упругой деформации  $F_{\text{упр}}$  на величину деформации  $\Delta L$ :

$$\text{ПЭ} = F_{\text{упр}} \Delta L.$$

Таким образом, сжатый газ также обладает запасом потенциальной энергии, определяемым по формуле (4.115).

Вместе с тем, частицы газа интенсивно перемещаются в пространстве, т. е. газ обладает также и запасом внутренней энергии, которая зависит только от температуры.

Так как на макроскопическом уровне положение газа в пространстве не меняется, его кинетическая энергия равна нулю.

Таким образом, полная энергия рассматриваемой термодинамической системы (газа) равна сумме всех видов энергии:

$$E = \text{ПЭ} + \text{КЭ} + \text{ВЭ} = \text{ВЭ} + \text{ПЭ} = U + pV = H, \quad (4.116)$$

$$(\text{ПЭ} = pV; \quad \text{КЭ} = 0; \quad \text{ВЭ} = U).$$

Величина  $pV$  в выражении (4.116), зависящая от сил, действующих на поршень, получила название потенциальной энергии давления.

Энтальпия  $H$  играет ту же роль в процессах при постоянном давлении, какую внутренняя энергия  $U$  в процессах при постоянном объеме.

Как известно, теплоемкость газа определяется по формуле

$$C = mc = \frac{\delta Q}{dT},$$

где  $\delta Q$  — бесконечно малое количество энергии, переданной рассматриваемой термодинамической системе в некотором процессе в форме теплоты;  $dT$  — бесконечно малое изменение температуры рассматриваемой термодинамической системы.

Учитывая выражение (4.101), последнее выражение можно записать в виде

$$C = mc = \frac{dU + p \cdot dV}{dT}.$$

Если нагревание происходит при постоянном объеме, то  $dV = 0$ , так как  $V = \text{idem}$ , а  $dV = d(V = \text{idem}) = 0$ . Это означает, что при нагревании газа при постоянном объеме его теплоемкость может быть определена по формуле

$$C_V = mc_V = \frac{dU + 0}{dT} = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V. \quad (4.117)$$

Если нагревание производится при постоянном давлении ( $p = \text{idem}$ ), то теплоемкость газа может быть определена по формуле

$$C_p = mc_p = \frac{dU + p \cdot dV}{dT} = \frac{dU + d(pV)}{dT} =$$

$$= \frac{d(U + pV)}{dT} = \frac{dH}{dT} = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_p. \quad (4.118)$$

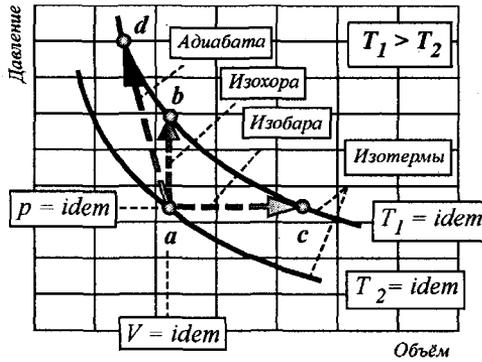


Рис. 4.33. График возможных переходов термодинамической системы в различные состояния

Эти соотношения справедливы для любого вещества. В случае идеального газа эти выражения могут быть представлены в ином виде:

$$\left. \begin{aligned} dU &= mc_V dT, & [V = idem], \\ dH &= mc_p \cdot dT = m(c_V + R_o) \cdot dT, & [p = idem] \end{aligned} \right\} \quad (4.119)$$

Выражения (4.119) справедливы для любого процесса, независимо от того, являются ли объем или давление постоянными.

Рассмотрим различие между процессами нагревания идеального газа при постоянном давлении ( $p = idem$ ) и при постоянном объеме ( $V = idem$ ) с помощью  $V$ - $p$ -диаграммы. На рис. 4.33 изображены две изотермы  $T_1 = idem$  и  $T_2 = idem$ , причем  $T_1 > T_2$ . Выберем на изотерме  $T_2 = idem$  некоторое начальное состояние газа. Пусть это состояние на графике соответствует точке  $a$ , в которой его температура равна  $T_2$ . Пусть требуется увеличить температуру газа до  $T_1$ .

В соответствии с первым законом термодинамики ( $dU = \delta Q - \delta W$ ) увеличить температуру газа можно тремя способами:

1. Сжать газ, т. е. совершить над ним работу сжатия  $\delta W$ . Поскольку работа в этом случае должна совершаться окружающей средой, она входит в уравнение первого закона термодинамики с отрицательным знаком (в соответствии с правилом знаков). Уравнение первого закона термодинамики для рассматриваемого случая будет иметь вид

$$dU = \delta Q - (-\delta W) = \delta Q + \delta W.$$

При отсутствии теплообмена ( $\delta Q = 0$ ) сжатие газа приведет к росту его внутренней энергии  $dU > 0$ , что означает рост его температуры.

2. Нагреть газ без совершения работы ( $\delta W = 0$ ). В этом случае объем газа не изменяется ( $dV = 0$ ). В соответствии с правилом знаков, подводимая теплота  $\delta Q$  входит в уравнение первого закона термодинамики с положительным знаком  $dU = \delta Q - \delta W = \delta Q$ . Это означает, что при нагреве внутренняя энергия газа будет увеличиваться  $dU > 0$ , следовательно, температура газа будет увеличиваться.

3. Нагреть газ ( $\delta Q > 0$ ) при постоянном давлении ( $p = idem$ ). В этом случае газ будет расширяться, совершая работу ( $\delta W > 0$ ). Как видим, третий способ является комбинацией первых двух способов.

Переведем газ из состояния с температурой  $T_2$  (точка  $a$ ) в любое состояние с температурой  $T_1$ , для чего проведем несколько опытов, суть каждого из которых заключается в следующем:

- в первом опыте будем нагревать газ при постоянном объеме ( $V = idem$ ). В этом случае изменение состояния газа будет происходить вдоль изохоры  $a-b$  (рис. 4.33). В точке  $b$  температура газа равна  $T_1$ . Так как объем газа не изменяется, то  $V = idem$ ;  $dV = 0$ ;  $W = p \cdot dV = 0$ , следовательно, работа в процессе его нагревания не производится. На рис. 4.33 видно, что площадь под линией процесса  $a-b$  равна нулю;
- во втором опыте будем нагревать газ при постоянном давлении ( $p = idem$ ). В этом случае изменение состояния газа будет происходить вдоль изобары  $a-c$ . При нагреве ( $\delta Q > 0$ ) температура газа увеличивается. В точке  $c$  температура газа равна  $T_1$ . Так как в процессе  $a-c$  в целях поддержания постоянства давления газа ( $p = idem$ ) его объем увеличивается ( $dV > 0$ ), будет совершаться положительная работа ( $\delta = p \cdot dV > 0$ ), численно равная площади под линией процесса (под линией  $a-c$ ).

Известно, что внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры. Точки  $b$  и  $c$  находятся на изотерме  $T_1$ , следовательно, внутренняя энергия газа в точке  $b$  равна его внутренней энергии в точке  $c$ :

$$U_b = U_c, \quad [\text{так как } T_b = T_c = T_1].$$

Определим изменение внутренней энергии газа вдоль путей  $a-b$  и  $a-c$  (рис. 4.33):

$$\Delta U_{a-b} = U_b - U_a; \quad \Delta U_{a-c} = U_c - U_a.$$

Но  $U_b = U_c$ , поэтому можно записать:

$$\Delta U_{a-b} = U_c - U_a; \quad \Delta U_{a-c} = U_c - U_a.$$

Так как правые части в последних уравнениях равны, то равны и их левые части:

$$\Delta U_{a-b} = \Delta U_{a-c}.$$

Таким образом, изменение внутренней энергии вдоль обоих путей одно и то же.

Определим энтальпию газа в точке  $b$ , находящейся на изотерме  $T_1$ :

$$H_b = U_b + p_b V_b. \quad (4.120)$$

Аналогичную зависимость можно записать и для точки  $c$ , также находящейся на изотерме  $T_1$ :

$$H_c = U_c + p_c V_c. \quad (4.121)$$

Для точек  $b$  и  $c$  запишем уравнения состояния идеального газа

$$\left. \begin{aligned} p_b V_b &= m R_0 T_b \\ p_c V_c &= m R_0 T_c \end{aligned} \right\}. \quad (4.122)$$

Так как  $T_b = T_c = T_1$ , на основании системы уравнений (4.122) можно записать

$$p_b V_b = p_c V_c, \quad [\text{уравнение изотермического процесса}]. \quad (4.123)$$

Так как  $U_b = U_c$  и  $p_b V_b = p_c V_c$ , то правые части выражений (4.120) и (4.121) равны:

$$U_b + p_b V_b = U_c + p_c V_c. \quad (4.124)$$

На основании равенства (4.124) можно записать

$$H_b = H_c. \quad (4.125)$$

Таким образом, изменение энтальпии вдоль путей  $a-b$  и  $a-c$  одно и то же, но при изменении состояния газа вдоль изобары  $a-c$  (линии постоянного давления) газ совершает работу, количество которой равно площади под линией  $a-c$ , изображающей изобарный процесс. Для выполнения этой работы необходима энергия, которая поступает в виде теплоты  $\delta Q$ . Одна часть этой энергии (теплоты) идет на изменение внутренней энергии газа, вторая часть — на совершение полезной работы  $\delta W$ . Именно поэтому удельная теплоемкость газа при постоянном давлении  $c_p$  больше его удельной теплоемкости при постоянном объеме  $c_v$ .

От изотермы  $T_2$  путем нагревания можно перейти к изотерме  $T_1$  бесконечным числом путей. В результате нагрева температура газа и его объем будут увеличиваться. При изменении состояния газа вдоль любого пути, находящегося между отрезками  $a-b$  и  $a-c$ , газ будет совершать некоторую работу  $\delta W$ , так как изменяется его объем. Работа, совершаемая газом в этом случае, будет положительной. Количество теплоты, необходимое для повышения температуры газа от  $T_2$  до  $T_1$ , будет больше, чем для пути  $a-b$ , на величину выполненной работы, которая равна площади под линией процесса перехода.

От изотермы  $T_2$  можно перейти к изотерме  $T_1$  путем одновременного нагревания газа ( $\delta Q > 0$ ) и совершения над ним работы сжатия ( $\delta W < 0$ ). В этом случае энергия к газу подводится в двух формах — теплоты и работы. Температура газа будет увеличиваться как за счет его нагревания, так и за счет совершения над ним работы. Для любых путей изменения состояния газа, находящихся между отрезками  $a-b$  и  $a-d$ , результирующая работа уже будет выполнена над газом (работа сжатия, так как объем газа уменьшается;  $V_d < V_a$ ). При сжатии к газу подводится энергия из окружающей среды в форме работы, поэтому в этом случае потребуется меньше энергии в форме теплоты ( $\delta Q > 0$ ) для изменения температуры газа от  $T_2$  до  $T_1$ .

От изотермы  $T_2$  к изотерме  $T_1$  можно перейти и без нагревания газа. Для этого достаточно совершить работу над газом (сжать его). При сжатии температура газа возрастает (энергия к газу подводится только в форме работы). В этом случае процесс будет происходить без теплообмена между рабочим телом (газом) и окружающей средой, т. е.  $\delta Q = 0$ . Такой процесс называется адиабатическим. На рис. 4.33 он изображен линией  $a-d$ .

Параметр  $H(h)$  широко используется в термодинамических расчетах, так как в некоторой степени упрощает их, особенно в задачах с парами или газами при высокой температуре. Если уравнение  $dU = \delta Q - \delta W$  называют

первой формой записи первого закона термодинамики, то уравнение (4.105) иногда называют *второй* формой записи первого закона термодинамики.

Так как в технической термодинамике при расчетах практический интерес представляет изменение энтальпии в конечном процессе, знание абсолютного значения энтальпии не требуется. В связи с этим, она обычно отсчитывается от некоторой условной точки, принятой за нуль (для газов  $H = 0$  при  $t = 0^\circ\text{C}$ ).

Изменение энтальпии в конечном процессе можно определить по формуле

$$\Delta H = H_2 - H_1 = \int_{t_1}^{t_2} mc_p dt = m \int_{t_1}^{t_2} c_p dt. \quad (4.126)$$

### 4.7.2. Энтропия. Тепловая диаграмма

В случае простых систем, в которых отсутствуют гравитационные, кинетические, магнитные, химические, электрические и другие эффекты взаимодействия, ограничиваются рассмотрением лишь термодинамической работы  $\delta W = p \cdot dV$  (работы изменения объема). На основании первого закона термодинамики можно записать

$$\delta Q = dU - pdV, \quad (4.127)$$

или

$$\delta Q = mc_V \cdot dT + pdV. \quad (4.128)$$

Известно, что идеальный газ подчиняется уравнению состояния  $pV = mR_0T$ , поэтому соотношение (4.128) можно преобразовать к следующему виду:

$$\delta Q = mc_V \cdot dT + \frac{mR_0T}{V} dV. \quad (4.129)$$

Если рассматривать конечное изменение системы от состояния 1 до состояния 2, то уравнение (4.129) нужно проинтегрировать на интервале состояний 1-2:

$$Q = \int_1^2 \delta Q = \int_1^2 mc_V dT + \int_1^2 \frac{mR_0T}{V} dV.$$

При этом не возникает никаких затруднений с первым слагаемым в правой части, поскольку  $m = \text{const}$  и  $c_V = \text{idem}$ . При интегрировании второго слагаемого следует знать зависимость температуры от объема  $T = f(V)$ , т. е. следует указать путь интегрирования в координатах  $V - T$  на плоскости. Это обстоятельство свидетельствует о том, что величина  $\delta Q$  не является полным дифференциалом (так же как и работа  $\delta W$ ), поскольку зависит от пути интегрирования.

Умножим левую и правую части последнего соотношения на множитель  $1/T$ :

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{mc_V dT}{T} + \int_1^2 mR_0 \frac{dV}{V}. \quad (4.130)$$

Множитель  $1/T$  называют интегрирующим (или делителем). Как видно из соотношения (4.130), для элементарного количества теплоты  $\delta Q$  таким множителем является температура  $T$ . Так как  $m$ ,  $R_0$ ,  $c_V$  — постоянные величины, то уравнение (4.130) легко проинтегрировать для любого изменения состояния системы (правая часть уравнения является полным дифференциалом), что приводит к следующему результату:

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = mc_V \ln \frac{T_2}{T_1} + mR_0 \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (4.131)$$

Разделив правую и левую части соотношения (4.131) на  $m$ , получим

$$\int_1^2 \frac{\delta q}{T} = c_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R_0 \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (4.132)$$

Вполне очевидно, что значения правых частей уравнений (4.131) и (4.132) определяются начальным и конечным значениями параметров  $T$  и  $V$ . Таким образом, интеграл  $\int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$  в левой части соотношений (4.131) и (4.132) имеет одно и то же значение независимо от того, каким конкретным путем система переходит из начального состояния с параметрами  $T_1$ ,  $V_1$  в конечное состояние с параметрами  $T_2$ ,  $V_2$ . Независимость интеграла, рассмотренного выше, от пути интегрирования означает, что правая часть соотношений (4.131) и (4.132) должна быть точным дифференциалом некоторой величины, которая в свою очередь представляет собой параметр состояния системы.

Пусть система совершает циклический (круговой) процесс. В результате циклического процесса система периодически возвращается в исходное состояние. Для циклического процесса параметры рабочего тела в конечном состоянии равны параметрам в начальном состоянии, т. е.  $T_2 = T_1$  и  $V_2 = V_1$ . Подставив эти равенства в соотношения (4.131) и (4.132), получим

$$\left. \begin{aligned} \oint \frac{\delta Q}{T} &= mc_V \cdot \ln 1 + mR_0 \ln 1 = 0 \\ \oint \frac{\delta q}{T} &= c_V \cdot \ln 1 + R_0 \ln 1 = 0 \end{aligned} \right\}, \quad [\ln 1 = 0]. \quad (4.133)$$

Таким образом, окончательно имеем:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0; \quad (4.134)$$

$$\oint \frac{\delta q}{T} = 0. \quad (4.135)$$

Это означает, что подынтегральное выражение представляет собой полный, или точный, дифференциал. Эта формулировка очень полезна, так как иногда удается показать, что интеграл по замкнутому циклу равен нулю, хотя явное выражение для результата интегрирования, например, вид правой части соотношения (4.131), остается неизвестным.

Первым, кто понял характер величины  $\delta Q/T$  и ту важную роль, которую она играет в термодинамике, был Рудольф Клаузиус. Эту величину он назвал *энтропией* (от греческого слова *entropia* — поворот, превращение) и обозначил ее буквой  $S$  ( $s$  — ее удельная величина).

Аналитически энтропия определяется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} dS &= \frac{\delta Q}{T} \\ ds &= \frac{\delta q}{T} \end{aligned} \right\} \quad (4.136)$$

где  $dS(ds)$  — бесконечно малое изменение энтропии (удельной энтропии).

Формулы (4.136) справедливы как для идеальных, так и для реальных газов, но только для равновесных процессов.

Оказывается, равенство  $dS = \delta Q/T$  справедливо для любой системы, если она характеризуется одной температурой  $T$ , а изменение ее состояния обусловлено только тепловыми взаимодействиями. Если все количество теплоты  $Q$  отдается при одной и той же температуре ( $T = idem$ ), то можно пользоваться соотношением

$$\Delta S = \frac{Q}{T}. \quad (4.137)$$

На практике температура  $T$  в процессе подвода теплоты большей частью меняется, так как тело нагревается (а при отводе теплоты — охлаждается). Поэтому практически пользуются соотношениями (4.136), т. е.

$$\left. \begin{aligned} \Delta S &= \int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \\ \Delta s &= \int_1^2 ds = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} \end{aligned} \right\} \quad (4.138)$$

В практических расчетах пользуются в основном соотношениями (4.138), так как важно знать не абсолютное значение энтропии, а ее изменение в каком-либо процессе.

Объединив соотношения (4.131), (4.136) и (4.138), получим формулы для определения величины изменения энтропии идеального газа в каком-либо процессе:

$$\left. \begin{aligned} \Delta S &= S_2 - S_1 = mc_V \ln \frac{T_2}{T_1} + mR_0 \ln \frac{V_2}{V_1} \\ \Delta s &= s_2 - s_1 = c_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R_0 \ln \frac{V_2}{V_1} \end{aligned} \right\} \quad (4.139)$$

Поскольку энтропия (параметр) есть функция состояния системы (рабочего тела), уравнениями (4.139) можно пользоваться вне зависимости от пути перехода системы из состояния 1 в состояние 2, и, в частности, независимо от того, равновесный этот переход или нет.

С учетом соотношения (4.136) уравнение первого закона термодинамики можно записать в следующем виде:

$$dU = T \cdot dS - pdV. \quad (4.140)$$

Из полученного уравнения видно, что оно записано исключительно через параметры системы. Необходимо помнить, что для интегрирования

уравнения (4.140) в общем случае необходимо знать зависимости  $T = f(S)$  и  $p = f(V)$ . Из соотношения (4.136) следует, что поток энергии в форме теплоты можно представить как произведение температуры  $T$ , при которой она передается, на поток энтропии  $dS$ :

$$\delta Q = T dS. \quad (4.141)$$

Эта формула имеет глубокий физический смысл. Она имеет аналоги, описывающие другие классы физических явлений. Мы уже знаем, что энергия может передаваться в двух формах: в форме теплоты  $Q$  и в форме работы  $W$ . Количество передаваемой энергии в форме работы (как правило, говорят «количество работы» или вообще — «работа», но под этими выражениями всегда следует понимать количество энергии, передаваемой в форме работы), определяется по формуле

$$\delta W = p dV. \quad (4.142)$$

Как видно, соотношения (4.141) и (4.142) по внешнему виду аналогичны. Это означает, что передача энергии в формах теплоты и работы (несмотря на их принципиальную разницу — неорганизованную форму в первом случае и организованную форму во втором) может быть выражена аналогично. Вспомним, что в механике количество энергии, передаваемой в форме работы, определяется по формуле

$$\delta W = F dL \cos \alpha. \quad (4.143)$$

где  $\delta W$  — бесконечно малое количество работы;  $\alpha$  — угол между направлением действия силы  $F$  и направлением бесконечно малого перемещения  $dL$ .

Если  $\alpha = 0$ , то

$$\delta W = F dL. \quad (4.144)$$

Из соотношений (4.141) и (4.142) видно, что количество передаваемой энергии в обоих случаях определяется произведением двух величин, первая из которых (давление  $p$  — для работы и температура  $T$  — для теплоты) — это силы (потенциалы), которые вызывают данную форму передачи энергии; вторая — это так называемые координаты  $V$  (объем) и  $S$  (энтропия), изменение которых показывает наличие данной формы передачи энергии.

Если между системой и окружающей средой существует разность потенциалов в виде разности давлений ( $p - p_0$ ), то возможна передача энергии в форме работы (в упорядоченной форме) от системы к окружающей среде или наоборот. Если при этом также меняется и координата  $V$  (объем), то энергия в форме работы передается (идет процесс совершения работы).

Если между системой и окружающей средой существует разность потенциалов в виде разности температур ( $T - T_0$ ), то энергия от системы может передаваться окружающей среде (или, наоборот) в форме теплоты (в неупорядоченной форме).

Если при этом изменяется координата  $S$  (энтропия), то энергия в форме теплоты передается (идет процесс теплообмена).

Аналогичным образом рассмотрим формулу (4.144). Наличие силы  $F$  означает, что механическая энергия от одного тела может (только и всего) передаваться другому в форме работы. Если второе тело под действием

этой силы  $F$  перемещается (меняется координата  $dL$ ), то энергия от первого тела передается ко второму в форме работы (первое тело совершает работу над вторым, т. е. передает ему свою энергию). Если тело не перемещается ( $dL = 0$ ) под действием силы  $F$ , то работа в этом случае не совершается  $\delta W = 0$  и энергия не передается. Аналогично, если в уравнениях (4.141) и (4.142) координаты  $S$  и  $V$  не изменяются ( $dS = 0$ ;  $dV = 0$ ), то энергия в этом случае не будет передаваться ни в форме теплоты ( $\delta Q = T \cdot dS = 0$ ), ни в форме работы ( $\delta W = p \cdot dV = 0$ ).

В термодинамике энтропию определяют с точностью до постоянной  $S = \int dS + S_0$ , поэтому нуль отсчета энтропии может быть выбран произвольно. Энтропия при  $T = 0$  К равна нулю ( $S = 0$ ). При  $t = 0^\circ\text{C}$  энтропия может быть выбрана также равной нулю ( $S = 0$ ).

Если проанализировать соотношение (4.137), можно убедиться, что при одном и том же количестве сообщаемой теплоты  $Q$  изменение энтропии  $\Delta S$  может быть различным (зависит от температуры  $T$ , при которой сообщается теплота  $Q$ ). Если энергия сообщается системе посредством нагревания, то сообщенная теплота  $Q$  положительна (в соответствии с правилом знаков) и изменение энтропии также положительно ( $\Delta S > 0$ ). Это означает, что энтропия в процессе нагрева возрастает. Напротив, если от системы отводится энергия в форме теплоты  $Q$  в окружающую среду посредством теплообмена, то величина сообщенной (фактически отведенной) энергии будет отрицательной, так что и изменение энтропии будет также отрицательным ( $\Delta S < 0$ ). Это означает, что энтропия системы уменьшается. Если же энергия сообщается системе или отводится от нее в форме работы (а не теплообмена), сообщенная (отведенная) теплота равна нулю ( $Q = 0$ ). В этом случае энтропия системы не изменяется, т. е.  $\Delta S = Q/T = 0$ .

Если нагревание происходит при высокой температуре, знаменатель в правой части равенства (4.137) большой, вследствие чего при заданном количестве сообщаемой (отводимой) системе теплоты  $Q$  посредством теплообмена изменение энтропии будет меньшим, чем изменение энтропии в случае сообщения (отвода) такого же количества теплоты  $Q$  посредством теплообмена при низкой температуре, т. е.

$$\Delta S_1 = \frac{Q}{T_1} < \Delta S_2 = \frac{Q}{T_2}, \quad [T_1 > T_2].$$

Удельную энтропию  $s$  можно применять совместно с одним из основных параметров ( $p$  или  $T$ ) для графического изображения протекающих в системе процессов. Удобнее всего удельную энтропию  $s$  сочетать с абсолютной температурой  $T$ . Если удельную энтропию  $s$  откладывать по оси абсцисс, а абсолютную температуру  $T$  — по оси ординат, получим координатную систему  $s-T$ . В этой системе координат состояние газа (термодинамической системы) изображается точкой с координатами  $(s, T)$ , а процесс — в виде кривой (рис. 4.34), уравнение которой можно представить как  $T = f(s)$ . Графическое изображение термодинамического процесса в системе координат  $s-T$  (энтропия — температура) называется *тепловой диаграммой*.

Количество удельной теплоты в процессе изобразится на диаграмме элементарной площадкой, высота которой равна  $T$ , а основание —  $ds$ . Площадь

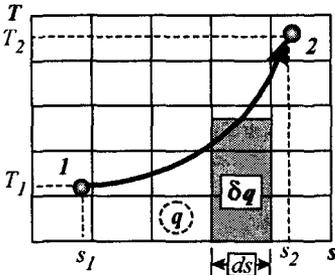


Рис. 4.34. Тепловая диаграмма процесса

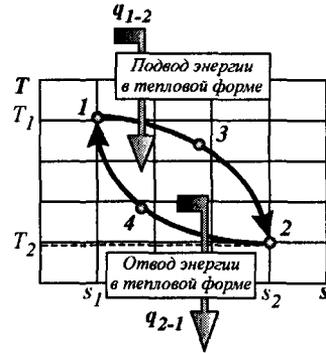


Рис. 4.35. Тепловая диаграмма циклического процесса

под кривой обратимого процесса 1–2 (рис. 4.34) изображает в некотором масштабе удельную теплоту, подводимую в этом процессе (см. зависимость (4.141)):

$$q_{1-2} = \text{площадь } 1-2-s_2-s_2-1 = \int_1^2 T ds.$$

С помощью диаграммы  $s-T$  можно определить знак теплоты, который зависит от того, подводится или отводится теплота в процессе. Если в термодинамическом процессе энтропия системы возрастает ( $s_2 > s_1$ ), то теплота  $q_{1-2}$  подводится и имеет знак «плюс» (рис. 4.35). Если в термодинамическом процессе энтропия тела уменьшается ( $s_2 < s_1$ ), то теплота  $q_{2-1}$  отводится и имеет знак «минус».

С помощью  $s-T$ -диаграммы легко показать, что теплота  $q$  является функцией процесса. Термодинамическая система может перейти из состояния 1 в состояние 2 по нескольким путям, например, по пути 1–3–2 или по пути 1–4–2 (рис. 4.35). Сопоставляя площади фигур 1–3–2– $s_2$ – $s_1$  и 1–4–2– $s_2$ – $s_1$ , и учитывая, что площади фигур в некотором масштабе равны количеству теплоты, подведенной в процессах 1–3–2 и 1–4–2, нетрудно заметить, что количество подведенной (отведенной) теплоты зависит не только от начального 1 и конечного 2 состояний системы, но и от характера процесса, то есть от формы кривой процесса в  $s-T$ -координатах.

Обратимый круговой процесс на  $s-T$ -диаграмме изображается замкнутой кривой 1–3–2–4–1 (рис. 4.35).

Разность между подведенным и отведенным количеством теплоты в соответствии с первым законом термодинамики представляет собой полезную внешнюю работу, которую совершает тело (система) в обратимом круговом процессе:

$$\left. \begin{aligned} \Delta u &= \Delta q - w = 0; \\ \Delta q &= w; \\ \Delta q &= q_1 - q_2 = w; \\ q_{1-2} - q_{2-1} &= w = \oint T \cdot ds = \oint \delta q \end{aligned} \right\}.$$

Таким образом, на  $s$ - $T$ -диаграмме (рис. 4.35) удельная работа, совершаемая телом в обратимом круговом процессе, численно равна площади фигуры 1-3-2-4-1 внутри замкнутой линии цикла и дает наглядное представление об изменении температуры рабочего тела. Более глубоко физический смысл энтропии будет рассмотрен при изучении второго закона (начала) термодинамики.

### Вопросы для самоконтроля

1. В чем состоит разница между термодинамическим состоянием и термодинамическим процессом?
2. Какими способами может передаваться энергия от одного тела к другому?
3. В чем заключается смысл эквивалентности теплоты и работы?
4. Кто и каким образом доказал эквивалентность теплоты и работы?
5. Почему во время шторма морская вода кажется теплее?
6. Объясните причину нагревания велосипедного насоса при накачивании шины.
7. При нагнетании воздуха в воздушные баллоны автомобиля компрессор должен нагреваться или нет? Ответ обоснуйте.
8. Как определяется работа расширения газа при постоянном давлении газа?
9. Как определяется работа расширения газа при переменном давлении газа?
10. Теплоемкость и ее виды.
11. Поясните физический смысл энтальпии.

# АНАЛИЗ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ С ИДЕАЛЬНЫМ ГАЗОМ

## 5.1. ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА ПРОЦЕССА. ОБЩИЕ АНАЛИТИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ

Если термодинамическая система совершает круговой процесс, она периодически возвращается в исходное состояние (в то состояние, из которого началось изменение его состояния). Именно такой процесс совершает рабочее тело (газ) в тепловом двигателе.

Чтобы лучше понять физическую сущность кругового процесса, рассмотрим некоторую его аналогию. В физике изучают механическое движение тел. Под механическим движением тела понимают непрерывное изменение его положения в пространстве. Изменение положения тела в пространстве можно обнаружить только по отношению к другим телам. Для указания положения тела в пространстве в любой момент времени вводят систему координат (на плоскости или в пространстве). Если координаты положения тела с течением времени изменяются, то тело перемещается относительно выбранной системы координат. Положение тела в пространстве определяется значениями трех координат. При изменении положения тела в пространстве меняется хотя бы одна координата.

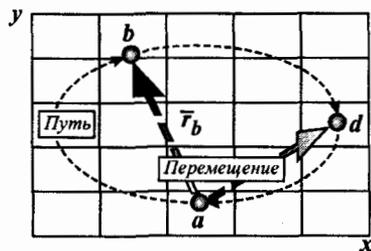


Рис. 5.1. Движение тела по замкнутой траектории

Изменение положения тела в пространстве можно определить с помощью органов зрения. Пусть тело начало движение в точке  $a$  (рис. 5.1) и по истечении некоторого промежутка времени переместилось в точку  $b$ . В дальнейшем тело переместилось в точку  $d$ , а из нее вернулось обратно в точку  $a$ . Пусть в точках  $b$  и  $d$  тело делало остановки. Переместившись в точку  $b$ , тело прошло путь, равный длине криволинейной траектории  $a-b$ . Перемещение тела в этом случае равно модулю длины вектора  $\vec{r}_b$ . Согласно рис. 5.1 видно, что путь, прой-

денный телом, всегда больше его перемещения, за исключением случая, когда путь и перемещения совпадают (в этом случае путь и перемещение равны). Перемещение тела при его движении по криволинейной траектории определяют по формуле:

$$\vec{r}_b = \sqrt{(x_b - x_a)^2 + (y_b - y_a)^2}.$$

Таким образом, перемещение тела и путь, пройденный им, это разные понятия. Можно определять скорость тела по пути и по перемещению. Средняя скорость тела по пути равна  $v_S = ab/\Delta t$ , а по перемещению  $\bar{v}_r = \bar{r}_b/\Delta t$ , где  $\Delta t$  — время, в течение которого тело переместилось из точки  $a$  в точку  $b$ .

Определим среднюю скорость тела по пути и перемещению при его движении по замкнутой траектории  $a-b-d-a$ :

$$v_S = \frac{abda}{\Delta t} > 0; \quad v_r = \frac{r_a}{\Delta t} = 0, \quad [r_a = 0].$$

Таким образом, средняя путевая скорость тела, движущегося по замкнутой траектории, не равна нулю, а скорость по перемещению — равна нулю.

Аналогичные ситуации имеют место в термодинамике при анализе протекания термодинамических процессов. В одних случаях результат взаимодействия изучаемой системы с окружающей средой зависит от характера протекания процесса, в других случаях он зависит только от состояния системы в начале и конце процесса.

Мы уже знаем, что тепловые двигатели (машины) играли и играют самую важную роль в становлении современной цивилизации. Создание и совершенствование тепловых двигателей невозможно без знания термодинамических процессов, происходящих в них.

Круговой процесс, совершаемый рабочим телом в цикле теплового двигателя, в термодинамике идеализируют, представляя его состоящим из совокупности нескольких последовательных равновесных термодинамических процессов с идеальным газом. Поэтому, прежде чем рассматривать циклы тепловых двигателей, необходимо выявить закономерности протекания некоторых элементарных (простейших) термодинамических процессов, которые может совершать рабочее тело (термодинамическая система) при работе таких двигателей.

Прежде чем рассматривать конкретные процессы, условимся, что:

- процессы протекают с постоянной теплоемкостью рабочего тела ( $C = idem$ );
- центр масс системы находится в неподвижном положении, т. е., ее механическая форма энергии не изменяется ( $\Delta KЭ = \Delta ПЭ = 0$ ).

При этих допущениях основными (базовыми) расчетными уравнениями будут:

- уравнение состояния идеального газа:

$$\left. \begin{aligned} pV &= mR_0T \\ pV &= nRT \end{aligned} \right\}, \quad (5.1)$$

- уравнение первого закона термодинамики:

$$\left. \begin{aligned} \delta Q &= dU + \delta W \\ \delta q &= du + \delta w \end{aligned} \right\}. \quad (5.2)$$

Задачей анализа любого термодинамического процесса является:

- установление характера зависимости между параметрами состояния в ходе процесса;

- получение графического изображения процесса;
- определение характера энергетических преобразований, происходящих в ходе термодинамического процесса;
- определение количества теплоты и работы;
- получение соотношений для вычисления изменения внутренней энергии  $\Delta U$ , энтальпии  $\Delta H$  и энтропии  $\Delta S$  между начальными и конечными состояниями системы.

Таким образом, анализируя термодинамические процессы, рассматривают изменение:

- трех функций состояния  $U$ ,  $H$ ,  $S$ , не зависящих от вида процесса. Изменение внутренней энергии  $U$ , энтальпии  $H$  и энтропии  $S$  зависит только от начального и конечного состояний системы;
- двух функций процесса (теплоты  $Q$  и работы  $W$ ), которые зависят от пути перехода системы из начального состояния в конечное состояние.

Результаты анализа позволяют:

- выявить особенности превращения энергии в термодинамическом процессе из одной формы в другую;
- составить схему энергетического баланса и найти долю энергии в тепловой форме  $Q$ , которая расходуется на изменение внутренней энергии  $\Delta U$  рабочего тела и выполнение внешней работы  $W$ .

Основными, или частными, термодинамическими процессами называют процессы, совершающиеся при постоянном значении одного из термических параметров  $p$ ,  $V$ ,  $T$  или при условии равенства нулю одного из составляющих первого закона термодинамики ( $Q = 0$ ;  $\Delta S = 0$ ). Такие процессы называют иногда *изопараметрическими* (от греческого слова *isos* — равный). Из всего многообразия возможных термодинамических процессов сначала рассматриваются простейшие (или основные), которые протекают:

- при постоянном объеме ( $V = idem$ ) — *изохорный* процесс;
- при постоянном давлении ( $p = idem$ ) — *изобарный* процесс;
- при постоянной температуре ( $T = idem$ ) — *изотермический* процесс;
- без внешнего теплообмена ( $Q = 0$ ) — *адиабатный* процесс.

Общий случай представляют *политропные* процессы, характеризующиеся постоянством теплоемкости.

Прежде чем приступить к анализу основных термодинамических процессов, следует напомнить, что внутренняя энергия  $U$  и энтальпия  $H$  являются функциями состояния рабочего тела, и их изменение не зависит от характера процесса. Именно поэтому желательно получить выражение для расчета изменения внутренней энергии и энтальпии в процессе с идеальным газом.

Здесь можно провести некоторую аналогию. Если требуется определить путевую скорость тела, необходимо знать не только начальное и конечное положение тела, но и вид траектории, по которой оно двигалось. Если требуется определить скорость тела по перемещению, необходимо знать только координаты его начального и конечного положений. Скорость по перемещению не зависит от вида траектории движения тела. Функции со-

стояния в некотором смысле аналогичны функциям, описывающим процесс перемещения тела.

При исследовании термодинамического процесса необходимо:

1. Определить основное уравнение процесса.
2. Изобразить графически кривую протекания процесса в  $V-p$ - и  $S-T$ -координатах.
3. Установить зависимость между основными параметрами рабочего тела в начале и в конце процесса.
4. Определить изменение внутренней энергии.
5. Вычислить работу изменения объема рабочего тела.
6. Определить количество теплоты, участвующее в рассматриваемом процессе.
7. Найти изменение энтальпии.
8. Рассчитать изменение энтропии в рассматриваемом процессе.

Рассмотрим уравнение первого закона термодинамики

$$\left. \begin{aligned} \delta Q &= dU + pdV \\ \delta q &= du + pdV_m \end{aligned} \right\}, \quad (5.3)$$

или

$$\left. \begin{aligned} \delta Q &= dH - Vdp \\ \delta q &= dh - V_m dp \end{aligned} \right\}. \quad (5.4)$$

Применительно к изохорному процессу  $dV = 0$  ( $V = idem$ ) можно записать

$$\left. \begin{aligned} \delta Q &= dU \\ \delta q &= du \end{aligned} \right\}.$$

Внутренняя энергия тела зависит только от температуры, поэтому ее изменение определяется изменением только температуры:

$$\left. \begin{aligned} \delta Q &= mc_V dT \\ \delta q &= c_V dT \end{aligned} \right\}. \quad (5.5)$$

Для произвольного изохорного процесса 1-2 можно записать

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_{1-2} &= mc_V \Delta T_{1-2} \\ \Delta u_{1-2} &= c_V \Delta T_{1-2} \end{aligned} \right\}, \quad (5.6)$$

или

$$\left. \begin{aligned} U_2 - U_1 &= mc_V (T_2 - T_1) \\ u_2 - u_1 &= c_V (T_2 - T_1) \end{aligned} \right\}. \quad (5.7)$$

Из выражения первого закона термодинамики (5.4) для изобарного процесса ( $p = idem$ ;  $dp = 0$ ) следует, что

$$\left. \begin{aligned} \delta Q &= dH \\ \delta q &= dh \end{aligned} \right\},$$

или

$$\left. \begin{aligned} dH &= \delta Q = mc_p dT \\ dh &= \delta q = c_p dT \end{aligned} \right\}. \quad (5.8)$$

Для произвольного изобарного процесса 1-2 имеем

$$\left. \begin{aligned} \Delta H_{1-2} &= mc_p \Delta T \\ \Delta h_{1-2} &= c_p \Delta T \end{aligned} \right\}, \quad (5.9)$$

или

$$\left. \begin{aligned} H_2 - H_1 &= mc_p (T_2 - T_1) \\ h_2 - h_1 &= c_p (T_2 - T_1) \end{aligned} \right\}. \quad (5.10)$$

Учитывая, что изменение внутренней энергии и энтальпии не зависит от характера термодинамического процесса, выражения (5.7) и (5.10) будут общими для всех процессов.

Общие выражения для расчета изменения удельной энтропии в термодинамических процессах с идеальным газом получим, воспользовавшись соотношениями (4.105), (4.140), для чего перепишем их в следующем виде:

$$\delta Q = dH - V dp; \quad (5.11)$$

$$dU = T \cdot dS - p dV. \quad (5.12)$$

Запишем соотношение (5.8) для определения изменения удельной энтальпии в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} dH &= mc_p dT \\ dh &= c_p dT \end{aligned} \right\}. \quad (5.13)$$

Учитывая, что  $\delta Q = T \cdot dS$ , а также соотношение (5.13), зависимость (5.11) можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} T \cdot dS &= mc_p dT - V dp \\ T \cdot ds &= c_p dT - V_m dp \end{aligned} \right\}. \quad (5.14)$$

Так как ранее мы установили, что  $dU = mc_V \cdot dT$ , то, подставляя его в уравнение (5.12), после преобразования получим следующее выражение:

$$\left. \begin{aligned} T \cdot dS &= mc_V dT + p dV \\ T \cdot ds &= c_V dT + p dV_m \end{aligned} \right\}. \quad (5.15)$$

Из уравнения состояния идеального газа определим следующие параметры:

$$\left. \begin{aligned} V &= \frac{mR_o T}{p} \\ V_m &= \frac{R_o T}{p} \end{aligned} \right\}; \quad (5.16)$$

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{mR_o T}{V} \\ p &= \frac{R_o T}{V_m} \end{aligned} \right\}. \quad (5.17)$$

Подставив соотношения (5.16) и (5.17) в уравнения (5.14) и (5.15) и разделив их на  $T$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} dS &= mc_p \frac{dT}{T} - mR_o \frac{dp}{p} \\ ds &= c_p \frac{dT}{T} - R_o \frac{dp}{p} \\ dS &= mc_v \frac{dT}{T} + mR_o \frac{dV}{V} \\ ds &= c_v \frac{dT}{T} + R_o \frac{dV}{V} \end{aligned} \right\} \quad (5.18)$$

Интегрируя уравнения (5.18) для произвольного процесса 1-2 и учитывая, что  $c_p - c_v = R_o$ , выведем следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta S &= S_2 - S_1 = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR_o \ln \frac{p_2}{p_1} \\ \Delta s &= s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R_o \ln \frac{p_2}{p_1} \end{aligned} \right\}; \quad (5.19)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta S &= S_2 - S_1 = mc_v \ln \frac{T_2}{T_1} + mR_o \ln \frac{V_2}{V_1} \\ \Delta s &= s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R_o \ln \frac{V_2}{V_1} \end{aligned} \right\}; \quad (5.20)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta S &= S_2 - S_1 = mc_p \ln \frac{V_2}{V_1} + mc_v \ln \frac{p_2}{p_1} \\ \Delta s &= s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{V_2}{V_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \end{aligned} \right\}. \quad (5.21)$$

Заметим, что уравнения (5.19), (5.20) и (5.21) справедливы как для закрытой, так и для открытой термодинамических системы. Это, в частности, следует из того, что уравнение  $\delta Q = dH - V \cdot dp$ , выведенное для закрытой системы, справедливо и для открытой системы, потому что энтальпия  $H$  является функцией состояния.

Далее рассматриваются основные процессы изменения состояния идеального газа. Все процессы считаются обратимыми (происходят относительно медленно).

## 5.2. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ИДЕАЛЬНЫМ ГАЗОМ

### 5.2.1. Изохорный процесс

Изохорным называется процесс, протекающий при постоянном объеме. В общем случае уравнение изохорного процесса имеет вид

$$p = f(T, V = idem).$$

В  $V$ - $p$ -координатах график процесса представляет собой прямую линию (изохору), параллельную оси ординат (рис. 5.2).

Процесс может протекать как с повышением давления (прямая 1-2), так и с его понижением давления (прямая 1-3). При подводе теплоты

к рабочему телу его давление  $p$  возрастает, а при отводе теплоты — понижается.

Записав для крайних точек 1 и 2 уравнение состояния Клапейрона и разделив их почленно, получим зависимость между параметрами идеального газа в изохорном процессе ( $V = idem$ ):

$$\left. \begin{aligned} p_1 V &= m R_o T_1 \\ p_1 V_m &= R_o T_1 \end{aligned} \right\};$$

$$\left. \begin{aligned} p_2 V &= m R_o T_2 \\ p_2 V_m &= R_o T_2 \end{aligned} \right\},$$

или

$$\frac{p_1 V}{p_2 V} = \frac{m R_o T_1}{m R_o T_2} \rightarrow \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad [\text{закон Шарля}]$$

Из общего уравнения первого закона термодинамики (5.2) получаем, что в изохорном процессе при  $dV = 0$ ;  $\delta Q = dU$ . Следовательно, вся теплота, подведенная к рабочему телу в изохорном процессе, идет только на изменение его внутренней энергии, так как объем не изменяется ( $V = idem$ ) и работа в процессе не совершается ( $\delta W = 0$ ). Количество подведенной (отведенной) в изохорном процессе теплоты (или изменение внутренней энергии тела) определяется из соотношения (5.6):

$$\left. \begin{aligned} Q_{V,1-2} &= \Delta U_{1-2} = m c_V \Delta T = m c_V (T_2 - T_1) \\ q_{V,1-2} &= \Delta u_{1-2} = c_V \Delta T = c_V (T_2 - T_1) \end{aligned} \right\}.$$

Изменение удельной энтальпии может быть определено по формуле (5.9).

Выражение для расчета изменения энтропии  $\Delta S$  идеального газа в изохорном процессе можно получить на основании соотношения (5.20), положив  $V_2 = V_1$ :

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_V &= m c_V \ln \frac{T_2}{T_1} \\ \Delta s_V &= c_V \ln \frac{T_2}{T_1} \end{aligned} \right\}, \quad (5.22)$$

или, с учетом приведенного выше закона Шарля:

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_V &= m c_V \ln \frac{p_2}{p_1} \\ \Delta s_V &= c_V \ln \frac{p_2}{p_1} \end{aligned} \right\}. \quad (5.23)$$

Из выражения (5.22) следует, что между энтропией  $S$  и температурой  $T$  идеального газа существует *логарифмическая* зависимость, которая в  $S$ - $T$ -координатах изображается кривой 1-2 (рис. 5.3).

Схема энергетического баланса для изохорного процесса показана на рис. 5.4. Доля удельной теплоты, расходуемой на изменение удельной внутренней энергии идеального газа в изохорном процессе, равна

$$\varphi = \frac{\Delta U}{Q_V} = \frac{\Delta u}{q_V} = 1, \quad [\Delta U = Q_V],$$

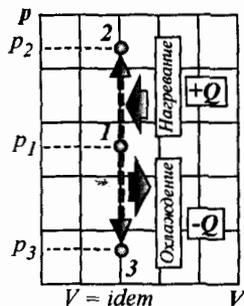


Рис. 5.2. Рабочая диаграмма изохорного процесса

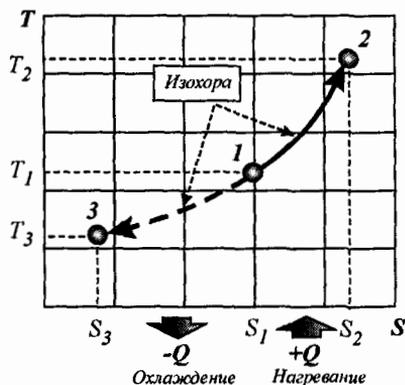
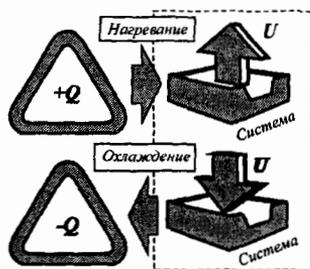


Рис. 5.3. Тепловая диаграмма изохорного процесса

Рис. 5.4. Схема энергетического баланса в изохорном процессе



так как в изохорном процессе работа не совершается и  $\Delta U = Q_V$  (ключевое выражение для составления схемы энергетических преобразований).

Схему энергетического баланса можно сопроводить следующим выводом:

- вся теплота (энергия в тепловой форме), участвующая в изохорном процессе, связана только с изменением внутренней энергии: при подводе энергии в форме теплоты внутренняя энергия системы увеличивается, при отводе — уменьшается.

### 5.2.2. Изобарный процесс

*Изобарным* называется процесс, протекающий при постоянном давлении ( $p = idem$ ). Общее уравнение изобарного процесса имеет вид  $V = f(T, p = idem)$ , следовательно, уравнение процесса имеет вид  $p = idem$  или  $dp = 0$ . В  $V$ - $p$ -координатах график процесса расширения изображается горизонтальной прямой 1-2 (рис. 5.5), называемой *изобарой*. График процесса сжатия изображен линией 1-3.

Записав уравнение состояния для двух точек процесса, получим зависимость между изменяющимися параметрами идеального газа в изобарном

процессе

$$\left. \begin{aligned} pV_1 &= mR_oT_1 \\ pV_{m,1} &= R_oT_1 \end{aligned} \right\},$$

$$\left. \begin{aligned} pV_2 &= mR_oT_2 \\ pV_{m,2} &= R_oT_2 \end{aligned} \right\} \quad (5.24)$$

и, поделив их почленно, получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{pV_1}{pV_2} &= \frac{mR_oT_1}{mR_oT_2} \\ \frac{pV_{m,1}}{pV_{m,2}} &= \frac{R_oT_1}{R_oT_2} \end{aligned} \right\} \rightarrow \left. \begin{aligned} \frac{V_1}{V_2} &= \frac{T_1}{T_2} \\ \frac{V_{m,1}}{V_{m,2}} &= \frac{T_1}{T_2} \end{aligned} \right\} \quad [\text{закон Гей - Люссака}]. \quad (5.25)$$

Изменение удельной внутренней энергии идеального газа определяется по формуле (5.6). Удельная работа, выполняемая в изобарном процессе, равна

$$\left. \begin{aligned} W_p &= \int_{V_1}^{V_2} p dV = p \cdot \int_{V_1}^{V_2} dV = p(V_2 - V_1) \\ w_p &= \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} p dV_m = p \cdot \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} dV = p(V_{m,2} - V_{m,1}) \end{aligned} \right\}. \quad (5.26)$$

Так как для идеального газа при постоянном давлении справедливы соотношения (5.24), то, вычитая из второго выражения первое, получим

$$\left. \begin{aligned} p(V_2 - V_1) &= mR_o(T_2 - T_1) \\ p(V_{m,2} - V_{m,1}) &= R_o(T_2 - T_1) \end{aligned} \right\}.$$

Выражения (5.26) можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} W_p &= mR_o(T_2 - T_1) \\ w_p &= R_o(T_2 - T_1) \end{aligned} \right\}. \quad (5.27)$$

Выражения (5.27) позволяют установить физический смысл удельной газовой постоянной  $R_o$ . Преобразуем первое выражение системы уравнений (5.27) к виду

$$\frac{W_p}{m(T_2 - T_1)} = R_o; \quad R_o = \frac{w_p}{(T_2 - T_1)}. \quad (5.28)$$

Из выражения (5.28) становится ясно, что удельная газовая постоянная  $R_o$  представляет собой удельную (отнесенную к 1 кг) работу, совершаемую идеальным газом в изобарном процессе при изменении его температуры на 1 К, т. е.  $R_o = w_p$  при  $m = 1$  кг и  $\Delta T = 1$  К.

Количество теплоты (удельное количество теплоты) в изобарном процессе можно определить по формуле (5.8):

$$\left. \begin{aligned} Q_p &= \int_{H_1}^{H_2} dH = H_2 - H_1 \\ q_p &= \int_{h_1}^{h_2} dh = h_2 - h_1 \end{aligned} \right\}. \quad (5.29)$$

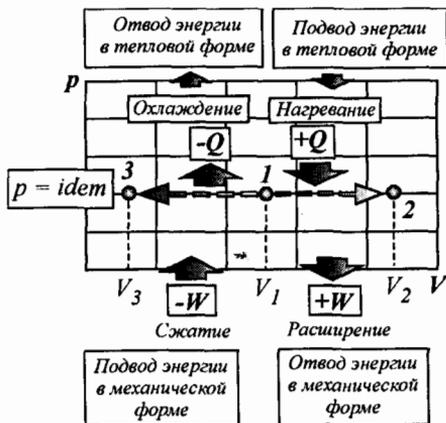


Рис. 5.5. Рабочая диаграмма изобарного процесса

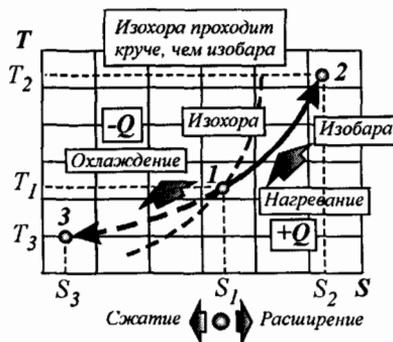


Рис. 5.6. Тепловая диаграмма изобарного процесса

Выражение (5.29) показывает, что количество энергии в форме теплоты, которой обмениваются изучаемая термодинамическая система и окружающая среда в изобарном процессе, равно изменению энтальпии рабочего тела.

Согласно выражениям (5.8) и (5.9) для изобарного процесса 1-2 (рис. 5.5) справедливо выражение

$$\left. \begin{aligned} Q_{p,1-2} &= mc_p(T_2 - T_1) \\ q_{p,1-2} &= c_p(T_2 - T_1) \end{aligned} \right\}. \quad (5.30)$$

Выражение для определения изменения энтропии  $S$  идеального газа в изобарном процессе 1-2 можно получить на основании соотношения (5.19), положив  $p_2 = p_1$ :

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_p &= S_2 - S_1 = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} \\ \Delta s_p &= s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \end{aligned} \right\}. \quad (5.31)$$

С учетом закона Гей-Люссака (соотношение (5.25)) выражения (5.31) можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_p &= mc_p \ln \frac{V_2}{V_1} \\ \Delta s_p &= c_p \ln \frac{V_{m,2}}{V_{m,1}} \end{aligned} \right\}. \quad (5.32)$$

Следовательно, на  $S$ - $T$ -диаграмме изобара изображается также логарифмической кривой (рис. 5.6).

Проанализируем характер наклона кривых, изображающих изохорный и изобарный процессы на  $S$ - $T$ -диаграмме (рис. 5.6). Для этого воспользуемся соотношениями (5.22) и (5.31). Эти соотношения отличаются между собой только величинами теплоемкостей  $c_V$  и  $c_p$ . Поскольку  $c_p > c_V$ , то при одинаковых для обоих процессов температурах  $T_1$  и  $T_2$  в изобарном процессе изменение энтропии  $\Delta S_p$  будет большим, чем в изохорном  $\Delta S_V$ ,

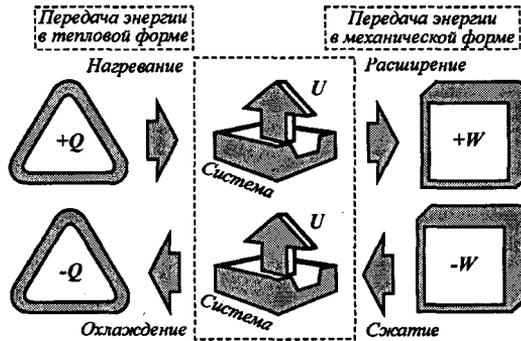


Рис. 5.7. Схема энергетического баланса в изобарном процессе

т. е.  $\Delta S_p > \Delta S_V$ . Следовательно, изображение изобары на  $S$ - $T$ -диаграмме будет более пологим, чем изохоры (рис. 5.6).

Схема энергетического баланса для изобарного процесса показана на рис. 5.7.

Доля энергии в форме теплоты, расходуемой на изменение удельной внутренней энергии идеального газа в изобарном процессе, равна

$$\varphi_p = \frac{\Delta U}{Q_p} = \frac{mc_V \Delta T}{mc_p \Delta T} = \frac{c_V}{c_p} = \frac{1}{(c_p/c_V)} = \frac{1}{k},$$

где  $k = c_p/c_V$  — показатель адиабаты (коэффициент Пуассона).

Таким образом, в изобарном процессе только  $1/k$  часть теплоты расходуется на изменение внутренней энергии идеального газа. Например, для двухатомного газа  $k = 1.41$ , поэтому  $\varphi_p = 1/1.41 = 0.714$ , т. е. примерно 71% теплоты уходит на изменение его внутренней энергии и лишь примерно 29% расходуется на выполнение работы.

На основании соотношения (5.8) можно сделать следующий вывод:

- вся участвующая в изобарном процессе теплота идет на изменение энтальпии;
- при подводе теплоты энтальпия увеличивается;
- при отводе теплоты энтальпия уменьшается.

### 5.2.3. Изотермический процесс

*Изотермическим* называется процесс, протекающий при постоянной температуре, следовательно, уравнение изотермы  $T = idem$  или  $dT = 0$ . В общем случае в ходе процесса изменяется давление  $p$  и удельный объем  $V_m$ . Общее уравнение процесса имеет вид  $p = f(V_m, T = idem)$ .

Это уравнение вытекает из уравнения состояния идеального газа

$$\left. \begin{aligned} pV &= mR_0T \\ pV_m &= R_0T \end{aligned} \right\}.$$

Так как в изотермическом процессе температура системы (газа) не изменяется ( $T = idem$ ), приведенную выше систему уравнений можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} pV &= mR_0T = idem \\ pV_m &= R_0T = idem \end{aligned} \right\}. \quad (5.33)$$

Уравнение (5.33) означает, что на  $V$ - $p$ -диаграмме изотерма изображается равнобокой гиперболой (рис. 5.8). Между давлением  $p$  и удельным объемом  $V_m$  существует обратно пропорциональная связь, выражаемая законом Бойля—Мариотта:

$$\left. \begin{aligned} p_1V_1 &= p_2V_2 \\ p_1V_{m,1} &= p_2V_{m,2} \end{aligned} \right\} \Leftrightarrow \left. \begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{V_1}{V_2} \\ \frac{p_2}{p_1} &= \frac{V_{m,1}}{V_{m,2}} \end{aligned} \right\}. \quad (5.34)$$

Так как температура газа в изотермическом процессе не изменяется ( $dT = 0$ ), то изменение внутренней энергии и энтальпии газа равно нулю:

$$\left. \begin{aligned} dU &= mc_V dT = 0 \\ du &= c_V dT = 0 \end{aligned} \right\}, \quad \left. \begin{aligned} dH &= mc_p dT = 0 \\ dh &= c_p dT = 0 \end{aligned} \right\}$$

В соответствии с первым законом термодинамики, выражаемого соотношением (5.3), в изотермическом процессе вся подведенная из окружающей среды энергия в форме теплоты  $Q$  преобразуется в механическую форму и отводится в окружающую среду путем совершения работы  $W$ , величина которой равна

$$\left. \begin{aligned} W_T &= \int_{V_1}^{V_2} p dV \\ w_T &= \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} p dV_m \end{aligned} \right\}. \quad (5.35)$$

Подставив в него значение  $p$  из уравнения состояния идеального газа (5.33), после интегрирования получим:

$$\left. \begin{aligned} W_T &= \int_{V_1}^{V_2} mR_0T \frac{dV}{V} = mR_0T \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = mR_0T \ln \frac{V_2}{V_1} \\ w_T &= \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} R_0T \frac{dV}{V} = R_0T \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} \frac{dV}{V} = R_0T \ln \frac{V_2}{V_1} = R_0T \ln \frac{V_{m,2}}{V_{m,1}} \end{aligned} \right\}, \quad (5.36)$$

или, с учетом соотношений (5.34):

$$\left. \begin{aligned} W_T &= mR_0T \ln \frac{p_1}{p_2} \\ w_T &= R_0T \ln \frac{p_1}{p_2} \end{aligned} \right\}. \quad (5.37)$$

Количество теплоты, необходимое для осуществления изотермического процесса 1-2 (рис. 5.8), можно определить на основании первого закона термодинамики  $\Delta U = Q - W$ .

Изменение внутренней энергии газа определяется по формуле

$$\Delta U = mc_V(T_2 - T_1).$$

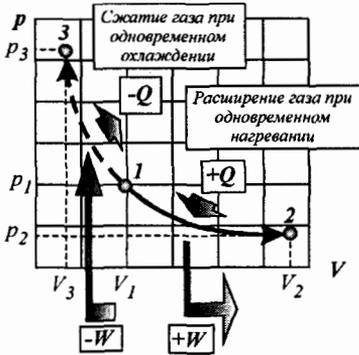


Рис. 5.8. Рабочая диаграмма изотермического процесса

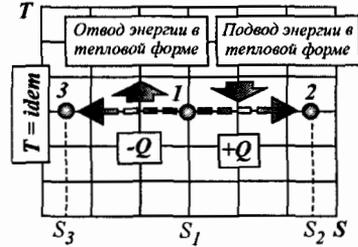


Рис. 5.9. Тепловая диаграмма изотермического процесса

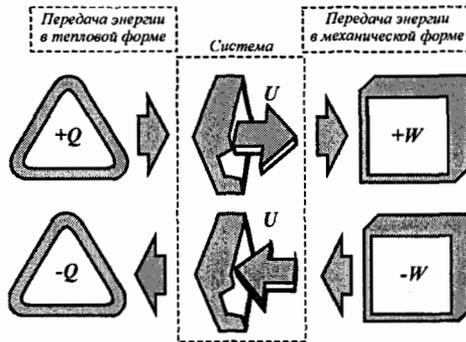


Рис. 5.10. Схема энергетического баланса в изотермическом процессе

В изотермическом процессе  $T_2 = T_1$ , поэтому внутренняя энергия газа в процессе 1-2 (рис. 5.8) не изменяется ( $\Delta U = 0$ ). Следовательно, для изотермического процесса справедливо равенство  $Q = W$ .

Учитывая равенства (5.36) и (5.37), можно записать:

$$\left. \begin{aligned} Q_{T,1-2} = W_{T,1-2} = mR_o T \ln \frac{V_2}{V_1} = mR_o T \ln \frac{p_1}{p_2} \\ q_{T,1-2} = w_{T,1-2} = R_o T \ln \frac{V_2}{V_1} = R_o T \ln \frac{p_1}{p_2} \end{aligned} \right\}, \quad (5.38)$$

или, исходя из определения энтропии:

$$\left. \begin{aligned} Q_{T,1-2} = T(S_2 - S_1) \\ q_{T,1-2} = T(s_2 - s_1) \end{aligned} \right\}, \quad (5.39)$$

что справедливо для всех газов и паров.

График изотермического процесса в  $S$ - $T$ -координатах изображен на рис. 5.9. Выражение для расчета изменения удельной энтропии идеального газа в изотермическом процессе можно получить на основании выражений

(5.38) и (5.39):

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_{1-2} &= S_2 - S_1 = mR_0 \ln \frac{V_2}{V_1} = mR_0 \ln \frac{p_1}{p_2} \\ \Delta s_{1-2} &= s_2 - s_1 = R_0 \ln \frac{V_{m,2}}{V_{m,1}} = R_0 \ln \frac{p_1}{p_2} \end{aligned} \right\} \quad (5.40)$$

Так как в изотермическом процессе подвод и отвод теплоты от системы не приводит к изменению температуры ( $\Delta T = 0$ ), то из определения теплоемкости

$$\left. \begin{aligned} c_V &= \frac{Q_V}{m\Delta T} \\ c_P &= \frac{Q_P}{m\Delta T} \end{aligned} \right\}$$

следует, что в изотермическом процессе теплоемкость газа *бесконечно большая*.

Доля удельной теплоты, расходуемой на изменение удельной внутренней энергии идеального газа в изотермическом процессе, равна

$$\varphi = \frac{\Delta U}{Q_T} = \frac{\Delta u}{q_T} = \frac{c_V \Delta T}{q_T} = 0, \quad [\Delta T = 0].$$

Баланс энергий в изотермическом процессе приведен на рис. 5.10.

Так как в изотермическом процессе вся теплота преобразуется в полезную работу, он оказывается наиболее эффективным с точки зрения практической реализации<sup>1</sup>.

Таким образом:

- в изотермическом процессе расширения 1–2 (рис. 5.8) вся подводимая к газу энергия в форме теплоты преобразуется в механическую форму и отводится от него путем совершения работы;
- в изотермическом процессе сжатия 1–3 вся подводимая к газу энергия в форме работы преобразуется в тепловую форму и отводится от него в окружающую среду.

#### 5.2.4. Адиабатный процесс

*Адиабатным* называется равновесный процесс, протекающий без обмена энергией в тепловой форме между газом (термодинамической системой) и окружающей средой. В адиабатном процессе термодинамическая система и окружающая среда могут обмениваться энергией, но не в форме теплоты. Следовательно, в адиабатном процессе энергия в форме теплоты к рабочему телу не подводится и не отводится от него.

Основное условие протекания адиабатного процесса  $Q = 0$ . В принципе, понятие об адиабатном процессе можно отнести к разряду термодинамических идеализаций, поскольку в реальности невозможно обеспечить условия, при которых теплообмен был бы полностью исключен. Но, применяя эффективную тепловую изоляцию рабочего тела от окружающей среды,

<sup>1</sup> Изотермические процессы составляют основу цикла Карно, рассматриваемого в дальнейшем.

можно свести к минимуму теплообмен, а незначительными тепловыми потерями пренебречь.

Несмотря на предпосылку о равновесности, в дальнейшем будем относить к адиабатным процессам и те процессы, которые протекают настолько быстро, что вследствие тепловой инерции системы изменения состояния, связанного с теплоотдачей на границах, практически не наблюдается.

Уравнение адиабатного процесса в  $V$ - $p$ -координатах может быть получено, если использовать выражение первого закона термодинамики и учесть отдельные особенности идеального газа. Для адиабатного процесса уравнение первого закона термодинамики имеет вид

$$\left. \begin{aligned} dU &= \delta Q + pdV \\ dH &= \delta Q - Vdp \end{aligned} \right\}.$$

Так как в адиабатном процессе  $\delta Q = 0$ , то последнюю систему уравнений представим в виде

$$\left. \begin{aligned} dU &= +pdV \\ dH &= -Vdp \end{aligned} \right\}.$$

Изменение внутренней энергии и энтальпии газа в любом термодинамическом процессе равно

$$\left. \begin{aligned} dU &= mc_V dT \\ dH &= mc_p dT \end{aligned} \right\}.$$

Окончательно получим:

$$mc_V \cdot dT = -pdV; \quad (5.42)$$

$$mc_p \cdot dT = Vdp. \quad (5.43)$$

Разделим уравнение (5.43) на уравнение (5.42):

$$\frac{c_p}{c_V} = -\frac{Vdp}{pdV},$$

или с учетом того, что  $c_p/c_V = k$ :

$$k = -\frac{Vdp}{pdV}. \quad (5.44)$$

Преобразуем выражение (5.44) к виду

$$kpdV = -Vdp; \quad kpdV + Vdp = 0; \quad k \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0;$$

$$k \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = d(idem). \quad (5.45)$$

Выражение (5.45) является дифференциальным уравнением адиабатного процесса. Проинтегрировав уравнение (5.45) с учетом того, что  $k = \text{const}$ , получим уравнение адиабатного процесса с идеальным газом:

$$k \int \frac{dV}{V} + \int \frac{dp}{p} = \int d(idem); \quad k \cdot \ln V + \ln p = idem.$$

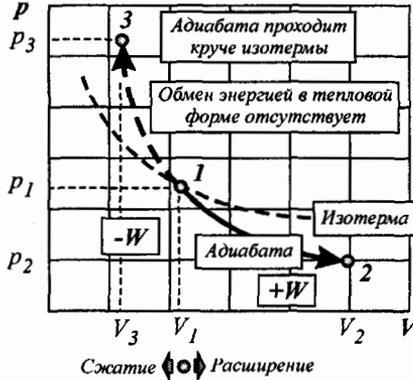


Рис. 5.11. Рабочая диаграмма адиабатического процесса

Учитывая свойство логарифма  $a \ln x = \ln x^a$ , последнее выражение можно преобразовать к виду  $\ln V^k + \ln p = idem$ . Учитывая свойство логарифма  $\ln x + \ln y = \ln(xy)$ , окончательно получим

$$\begin{aligned} \ln pV^k &= idem; \\ pV^k &= e^{idem} = idem. \end{aligned} \quad (5.46)$$

Из уравнения (5.46) следует, что

$$\begin{aligned} p_1 V_1^k &= p_2 V_2^k = \dots = p_i V_i^k = idem; \\ p_1 V_{m,1}^k &= p_2 V_{m,2}^k = \dots = p_i V_{m,i}^k = idem. \end{aligned}$$

Последние выражения представим в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{V_1^k}{V_2^k} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^k \\ \frac{p_2}{p_1} &= \frac{V_{m,1}^k}{V_{m,2}^k} = \left( \frac{V_{m,1}}{V_{m,2}} \right)^k \end{aligned} \right\}. \quad (5.47)$$

В  $V$ - $p$ -координатах адиабата изображается *неравнобокой гиперболой* (рис. 5.11), которая несколько круче изотермы.

Зависимости  $T = f(V)$  и  $T = f(p)$  для адиабатного процесса можно получить из совместного рассмотрения уравнения (5.46) и уравнения состояния идеального газа  $pV = mR_0T$ . Для крайних точек процесса 1-2 (рис. 5.11) запишем уравнение состояния идеального газа

$$\begin{aligned} p_1 V_1 &= mR_0 T_1; \\ p_2 V_2 &= mR_0 T_2. \end{aligned}$$

Разделим второе уравнение на первое:

$$\frac{p_2 V_2}{p_1 V_1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad (5.48)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2 V_1}{T_1 V_2}. \quad (5.49)$$

Учитывая зависимость (5.47), последнее выражение перепишем в следующем виде:

$$\frac{T_2 V_1}{T_1 V_2} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k; \quad \frac{T_2}{T_1} = \frac{(V_1/V_2)^k}{(V_1/V_2)} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1}. \quad (5.50)$$

Рассуждая аналогично, можно получить следующее выражение:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (5.51)$$

Из уравнения первого закона термодинамики (5.2) следует, что для адиабатного процесса справедливы выражения

$$\begin{aligned} \Delta U_{1-2} &= Q_{1-2} - W_{1-2} = -W_{1-2}, \quad [Q_{1-2} = 0]; \\ W_{1-2} &= -\Delta U_{1-2} = -(U_2 - U_1) = U_1 - U_2, \quad [U_2 < U_1], \end{aligned}$$

которые показывают, что

- если в адиабатном процессе энергия отводится от системы в механической форме (путем совершения работы над окружающей средой), ее внутренняя энергия уменьшается. В этом случае система (газ) расширяется, совершая положительную работу;
- если в адиабатном процессе энергия в механической форме подводится к термодинамической системе (путем совершения работы окружающей средой над системой), ее внутренняя энергия увеличивается. В этом случае система (газ) сжимается, совершая отрицательную работу.

Перепишем последние выражения, с учетом равенства (5.7), в виде

$$\left. \begin{aligned} W_{1-2} &= mc_V(T_1 - T_2) \\ w_{1-2} &= c_V(T_1 - T_2) \end{aligned} \right\}. \quad (5.52)$$

Из выражения  $k = c_p/c_V$  можно получить следующие соотношения:

$$k = \frac{c_V + R_o}{c_V} = 1 + \frac{R_o}{c_V}; \quad k - 1 = \frac{R_o}{c_V}; \quad c_V = \frac{R_o}{k - 1}. \quad (5.53)$$

Окончательно, выражения (5.52) можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} W_{1-2} &= \frac{mR_o}{k-1}(T_1 - T_2) \\ w_{1-2} &= \frac{R_o}{k-1}(T_1 - T_2) \end{aligned} \right\}. \quad (5.54)$$

Базируясь на уравнениях (5.54), учитывая соотношения (5.50), (5.51) и уравнение состояния идеального газа

$$\left. \begin{aligned} pV &= mR_oT \\ pV_m &= R_oT \end{aligned} \right\},$$

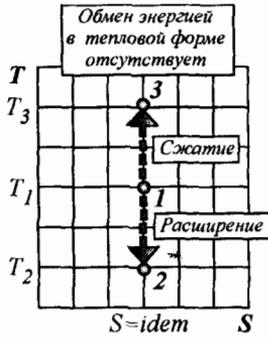


Рис. 5.12. Тепловая диаграмма адиабатического процесса

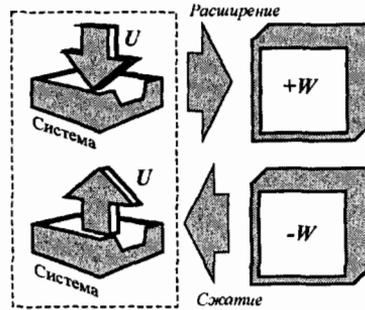


Рис. 5.13. Схема энергетического баланса в адиабатном процессе

можно получить следующие соотношения:

$$\begin{aligned}
 W_{1-2} &= \frac{mR_0}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{mR_0 T_1 - mR_0 T_2}{k-1} = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{k-1}; \\
 W_{1-2} &= \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{k-1} = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left(1 - \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1}\right) = \\
 &= \frac{p_1 V_1}{k-1} \left(1 - \frac{mR_0 T_2}{mR_0 T_1}\right) = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right); \\
 W_{1-2} &= \frac{p_1 V_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]; \\
 W_{1-2} &= \frac{mR_0 T_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1}\right].
 \end{aligned}
 \tag{5.55}$$

Напомним еще раз, что уравнения (5.54) и (5.55) применимы в том случае, когда теплоемкость и показатель адиабаты, можно принять постоянными, не зависящими от температуры рабочего тела.

На рис. 5.12 представлен график адиабатного процесса в координатах энтропия — температура. Из определения энтропии  $dS = \delta Q/T$  при  $\delta Q = 0$  следует, что в адиабатном процессе энтропия тела не изменяется  $S = idem$  ( $dS = 0$ ). Таким образом, обратимый адиабатный процесс протекает при постоянной энтропии и является *изэнтропным*.

Схема энергетического баланса для адиабатных процессов расширения и сжатия показана на рис. 5.13. Эти схемы иллюстрируют основное содержание понятия адиабатного процесса:

- обмен энергией в механической форме (путем совершения работы) между термодинамической системой и окружающей средой приводит к изменению только ее внутренней энергии.

Поскольку в адиабатном процессе энергия в форме теплоты к системе не подводится и не отводится от нее, то говорить о доле тепловой энергии, расходуемой на изменение внутренней энергии системы (идеального газа), в этом процессе не имеет смысла.

Таблица 5.1

Соотношения между параметрами состояния идеального газа в простейших термодинамических процессах

Термодинамический процесс	Соотношение
Изохорный ( $V = idem; dV = 0$ )	$p/T = idem$
Изобарный ( $p = idem; dp = 0$ )	$V/T = idem$
Изотермический ( $T = idem; dT = 0$ )	$pV = idem$
Адиабатный ( $Q = 0$ )	$pV^k = idem;$ $TV^{k-1} = idem;$ $Tp^{\frac{1-k}{k}} = idem$

Мы получили ряд соотношений, характеризующих поведение идеального газа в процессах различного типа. Эти соотношения сведены в табл. 5.1.

### 5.2.5. Политропный процесс и его обобщающее значение

Любой процесс изменения состояния рабочего тела, происходящий при постоянной теплоемкости, называется политропным. Уравнение этого процесса может быть получено тоже на основании первого закона термодинамики для идеального газа (в двух формах записи):

$$\left. \begin{aligned} \delta Q &= mc_V dT + p dV \\ \delta Q &= mc_p dT - V dp \end{aligned} \right\}. \quad (5.56)$$

Используя определение теплоемкости, для политропного процесса можно записать

$$\delta Q_n = C_n dT = mc_n dT. \quad (5.57)$$

где  $c_n$  — удельная теплоемкость идеального газа в политропном процессе.

С учетом этого, уравнения (5.50) первого закона термодинамики можно переписать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} mc_n dT &= mc_V dT + p dV \\ mc_n dT &= mc_p dT - V dp \end{aligned} \right\}. \quad (5.58)$$

Преобразуем выражения (5.58) к виду

$$\left. \begin{aligned} mc_n dT - mc_V dT &= p dV \\ mc_n dT - mc_p dT &= -V dp \end{aligned} \right\}.$$

Разделим второе уравнение на первое:

$$\begin{aligned} \frac{m(c_n - c_p) dT}{m(c_n - c_V) dT} &= -\frac{V dp}{p dV}; \\ \frac{(c_n - c_p)}{(c_n - c_V)} &= -\frac{V dp}{p dV}. \end{aligned} \quad (5.59)$$

Введем обозначение

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_V} = n. \quad (5.60)$$

Тогда последнее выражение примет вид

$$n = -\frac{V dp}{p dV}; \quad np dV = -V dp; \quad np dV + V dp = 0. \quad (5.61)$$

Разделим уравнение (5.61) на  $pV$  и проинтегрируем полученное выражение:

$$\begin{aligned} \frac{np dV}{pV} + \frac{V dp}{pV} &= 0; & \frac{ndV}{V} + \frac{dp}{p} &= 0; \\ n \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} &= d(idem); & \int n \frac{dV}{V} + \int \frac{dp}{p} &= \int d(idem); \\ n \ln V + \ln p &= idem. \end{aligned} \quad (5.62)$$

Учитывая свойства логарифмов  $a \ln x = \ln x^a$  и  $\ln x + \ln y = \ln(xy)$  выражение (5.62) запишем в виде

$$\ln(pV^n) = idem,$$

из которого следует, что

$$pV^n = e^{idem} = idem. \quad (5.63)$$

Величина  $n$ , зависящая от теплоемкости  $c_n$  политропного процесса, называется *показателем* политропы.

Выведем зависимость для определения теплоемкости  $c_n$  политропного процесса, используя зависимость (5.60). Решив это уравнение относительно  $c_n$ , и учитывая, что  $c_p/c_V = k \rightarrow c_p = kc_V$ , получим

$$c_n = c_V \frac{n - k}{n - 1}. \quad (5.64)$$

Политропный процесс является *обобщающим*. Легко показать, что все рассмотренные выше процессы — его частные случаи. Действительно, уравнения четырех основных термодинамических процессов получаются из уравнения политропного процесса (5.63) при определенных значениях показателя политропы  $n$ :

1. Показатель политропы равен  $n = \pm\infty$ . Предварительно из уравнения (5.63) извлечем корень  $n$ -ой степени:

$$\begin{aligned} \sqrt[n]{pV^n} &= \sqrt{idem} = idem; & V \sqrt[n]{p} &= idem; & V p^{\frac{1}{n}} &= idem; \\ V p^{\frac{1}{\infty}} &= V p^0 = V = idem. \end{aligned}$$

Таким образом, мы получили уравнение *изохорного* процесса  $V = idem$ .

2. Показатель политропы равен  $n = 0$ . Из уравнения (5.63) получаем:  $pV^n = pV^0 = p = idem$  — *изобарный* процесс.
3. Показатель политропы равен  $n = 1$ . Из уравнения (5.63) получаем:  $pV^n = pV^1 = pV = idem$  — *изотермический* процесс.
4. Показатель политропы равен показателю адиабаты  $n = k$ .

Из уравнения (5.63) получаем:  $pV^n = pV^k = idem$  — *адиабатный* процесс.

Как видим, все четыре основных термодинамических процесса действительно обобщаются уравнением  $pV^n = idem$ . Взаимное расположение

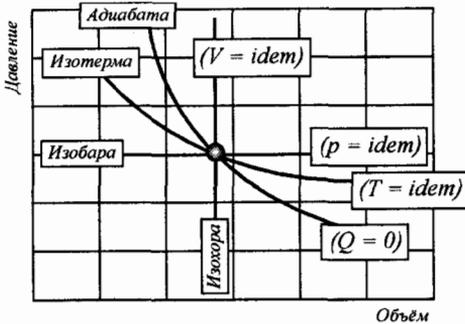


Рис. 5.14. Взаимное расположение изохоры, изобары, изотермы и адиабаты, проходящих через одну точку

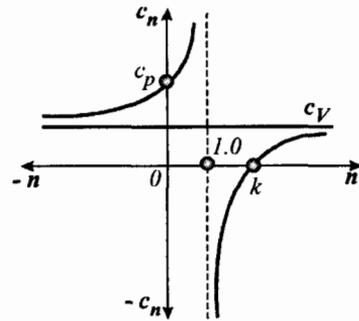


Рис. 5.15. Зависимость теплоемкости идеального газа от показателя политропы в различных процессах

изохоры, изобары, изотермы и адиабаты, проходящих через общую точку на  $V$ - $p$ -диаграмме, показано на рис. 5.14.

Как следует из уравнения (5.64), теплоемкость газа в политропных процессах зависит от показателя политропы и может иметь самые различные значения — от положительных до отрицательных значений. На рис. 5.15 представлена графическая интерпретация зависимости (5.64), из которой видно, что при значении показателя политропы  $1 < n < k$  теплоемкость  $c_n$  политропного процесса будет отрицательной.

Из определения теплоемкости

$$c_n = \frac{\delta Q_n}{m dT} = \frac{\delta q_n}{dT}$$

для указанного интервала  $n$  следует, что теплоемкость будет отрицательной в следующих случаях:

1. К газу подводится теплота ( $\delta Q_n > 0$ ), но его температура понижается ( $dT < 0$ ). Смысл отрицательной теплоемкости в этом случае можно объяснить, например, следующим образом: работа, которую совершает газ при расширении, больше, чем количество подведенной теплоты ( $W_n > Q_n$ ). При этом из уравнения первого закона термодинамики  $Q_n = \Delta U_n + W_n$  следует, что часть работы, равная  $W_n - Q_n$ , совершается за счет уменьшения внутренней энергии газа  $\Delta U_n = U_2 - U_1$ . Уменьшение внутренней энергии приводит к снижению температуры газа ( $dT < 0$ ). В этом случае теплоемкость отрицательна, так как теплота хотя и подводится, но температура газа понижается

$$c_n = \frac{\delta q_n > 0}{dT < 0} < 0.$$

2. Теплота от газа отводится ( $\delta Q_n < 0$ ), но температура газа повышается ( $dT > 0$ ). В этом случае процесс сжатия происходит так, что количество отведенной от газа энергии в форме теплоты меньше работы, затраченной на сжатие ( $Q_n < W_n$ ). Внутренняя энергия газа повышается, поэтому повышается его температура. Для такого процесса из уравнения первого закона термодинамики  $Q_n = \Delta U_n + W_n$  следует, что

часть работы, равная  $W_n - Q_n$ , идет на увеличение внутренней энергии газа. Следовательно, в рассматриваемом процессе сжатия теплоемкость отрицательна, т. е.

$$c_n = \frac{\delta q_n < 0}{dT > 0} < 0.$$

Связь между основными параметрами  $p$ ,  $V$ ,  $T$  и выражение для определения работы  $W_n$  в политропном процессе аналогичны таковым в адиабатном процессе, поскольку уравнение политропного процесса совпадает по форме с уравнением адиабатного процесса, если показатель  $k$  заменить показателем  $n$ :

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^n; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (5.65)$$

Работа изменения объема<sup>1</sup> определяется в виде:

$$W_{n,1-2} = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{n-1} = \frac{m R_0}{n-1} (T_1 - T_2); \quad (5.66)$$

$$W_{n,1-2} = \frac{p_1 V_1}{n-1} \left[ 1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right]; \quad (5.67)$$

$$W_{n,1-2} = \frac{m R_0 T_1}{n-1} \left[ 1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1} \right]; \quad (5.68)$$

$$W_{n,1-2} = \frac{p_1 V_1}{n-1} \left( 1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (5.69)$$

Количество теплоты, подведенное (отведенное) в политропном процессе 1-2, определяют по формуле

$$\left. \begin{aligned} Q_{n,1-2} &= \int_{T_1}^{T_2} m c_n dT = m \int_{T_1}^{T_2} c_V \frac{n-k}{n-1} dT \\ q_{n,1-2} &= \int_{T_1}^{T_2} c_n dT = \int_{T_1}^{T_2} c_V \frac{n-k}{n-1} dT \end{aligned} \right\}. \quad (5.70)$$

Интегрируя выражения (5.70) при постоянных значениях  $c_V$  и  $k$ , получим количество теплоты

$$\left. \begin{aligned} Q_{n,1-2} &= m c_V \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) \\ q_{n,1-2} &= c_V \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) \end{aligned} \right\}; \quad (5.71)$$

изменение внутренней энергии

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_{1-2} &= U_2 - U_1 = m c_V \cdot \Delta T_{1-2} \\ \Delta u_{1-2} &= u_2 - u_1 = c_V \cdot \Delta T_{1-2} \end{aligned} \right\}; \quad (5.72)$$

изменение энтальпии

$$\left. \begin{aligned} \Delta H_{1-2} &= H_2 - H_1 = m c_p \Delta T_{1-2} \\ \Delta h_{1-2} &= h_2 - h_1 = c_p \Delta T_{1-2} \end{aligned} \right\}. \quad (5.73)$$

<sup>1</sup> См. выражения (5.54) и (5.55).

Изменение энтропии в политропном процессе можно определить по формулам (5.19), (5.20) и (5.21) или получить на основе соотношений (5.63), (5.64), (5.65) с учетом того, что

$$\left. \begin{aligned} \delta Q_n &= mc_n dT \\ \delta Q_n &= T dS \end{aligned} \right\}.$$

Приравняв последние выражения, получим  $mc_n dT = T \cdot dS$ , из которого путем интегрирования при  $c_n = idem$ , имеем

$$\Delta S_{1-2} = S_2 - S_1 = mc_n \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1} = mc_V \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.74)$$

Учитывая соотношения (5.65), предварительно преобразовав их к удобному виду, выражение (5.74) можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S_2 - S_1 &= mc_V (n-k) \ln \frac{V_1}{V_2} \\ s_2 - s_1 &= c_V (n-k) \ln \frac{V_1}{V_2} \end{aligned} \right\}; \quad (5.75)$$

$$\left. \begin{aligned} S_2 - S_1 &= mc_V \frac{n-k}{n} \ln \frac{p_2}{p_1} \\ S_2 - S_1 &= c_V \frac{n-k}{n} \ln \frac{p_2}{p_1} \end{aligned} \right\}. \quad (5.76)$$

Уравнение (5.63) часто используют для описания действительных процессов сжатия и расширения, протекающих в тепловых двигателях, применяемых на тракторах, автомобилях, танках, боевых машинах пехоты (десанта), бронетранспортерах и других транспортных средствах. Эти процессы можно представить как политропные, но с переменным значением показателя политропы. Поэтому вначале исследуемый процесс представляют в логарифмических координатах  $\ln V \leftrightarrow \ln p$ , что часто помогает сразу преобразовать кривую линию процесса в прямую линию.

Если политропный процесс задан в координатах объем — давление (т. е., если заданы параметры двух точек 1 и 2, например,  $p_1, V_1$  и  $p_2, V_2$ ), то можно найти показатель политропы  $n$ .

Логарифмируя уравнение политропы  $p_1 V_1^n = p_2 V_2^n$ , получим

$$\ln p_1 + n \cdot \ln V_1 = \ln p_2 + n \ln V_2$$

откуда

$$n = \frac{\ln p_2 - \ln p_1}{\ln V_1 - \ln V_2} = \frac{\ln \frac{p_2}{p_1}}{\ln \frac{V_1}{V_2}}. \quad (5.77)$$

Показатель политропы  $n$  можно определить другим способом. Прологарифмируем выражение  $pV^n = idem$ :

$$\ln p + n \cdot \ln V = \ln(idem) = idem.$$

Данное выражение является уравнением прямой в координатах  $\ln V \leftrightarrow \ln p$  (рис. 5.16), где  $n$  — тангенс угла наклона  $\beta$  политропы к оси абсцисс.

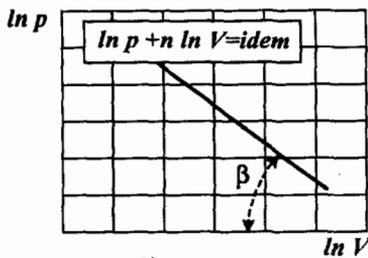


Рис. 5.16. Изображение политропического процесса в логарифмической системе координат

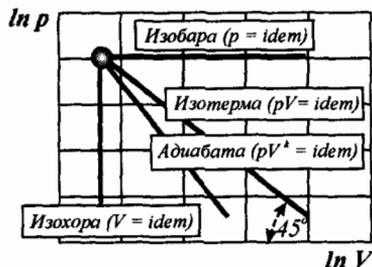


Рис. 5.17. Взаимное расположение графиков изопараметрических процессов в логарифмической системе координат

На рис. 5.17 показано несколько термодинамических процессов в логарифмической системе координат. Видно, например, что изотерма  $pV = idem$  — есть прямая линия с углом наклона к оси абсцисс, равным  $45^\circ$ .

Характеристикой политропного процесса может быть доля теплоты, расходуемой на изменение внутренней энергии идеального газа, которая в данном процессе постоянная и с учетом соотношения (5.64) определяется выражением

$$\varphi_n = \frac{\Delta U}{Q_n} = \frac{mc_V \Delta T}{mc_V \frac{n-k}{n-1} \Delta T} = \frac{n-1}{n-k}. \quad (5.78)$$

Значение показателя политропы  $n$  определяет расположение и характер линии политропного процесса на  $V$ - $p$ -диаграмме.

Выберем на  $V$ - $p$ -плоскости (рис. 5.18) некоторую точку  $A$ . Через эту точку проведем вертикальную линию  $1-1$ . Линия  $1-1$  отражает некоторый изохорный процесс (объем газа не изменяется). Как известно, изохорный процесс является частным случаем политропного процесса, когда  $n = \pm\infty$ .

Вправо от изохоры  $1-1$  (рис. 5.18) объем идеального газа увеличивается (расширение), а влево — уменьшается (сжатие).

Аналогичным образом для тех же частных термодинамических процессов строится тепловая диаграмма в  $S$ - $T$ -координатах (рис. 5.19). Через точку  $A$  проведем вертикальную линию (изоэнтропу)  $5-5$ . Линия  $5-5$  указывает на неизменность энтропии. Энтропия газа не изменяется, если процесс происходит адиабатно (без теплообмена с другими телами). Поэтому линия  $5-5$  выражает политропический процесс с показателем политропы равным  $n = k$ .

Через точку  $A$  (рис. 5.19) проведем также горизонтальную линию  $6-6$ . Линия  $6-6$  указывает на постоянство температуры газа в некотором процессе. Следовательно, процесс  $6-6$  является изотермическим. Изотермический процесс является частным случаем политропического процесса, происходящего с показателем политропы  $n = 1$ .

Изохора  $7-7$  ( $n = \pm\infty$ ) проходит несколько круче изобары  $8-8$  ( $n = 0$ ).

Рассмотрим процессы, изображенные в каждой области рабочей (рис. 5.18) и тепловой (рис. 5.19) диаграмм и проанализируем термодинамические свойства этих процессов.

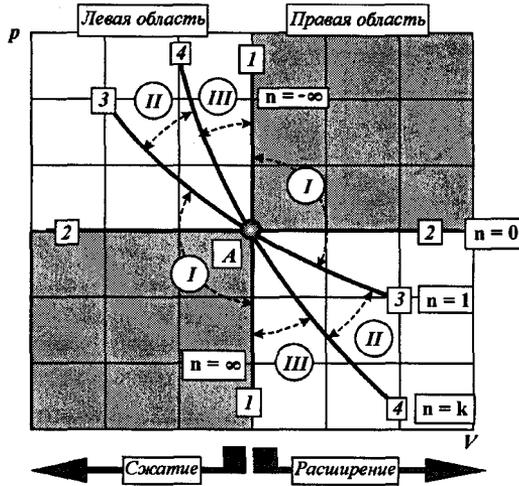


Рис. 5.18. Обобщенная рабочая диаграмма политропных процессов

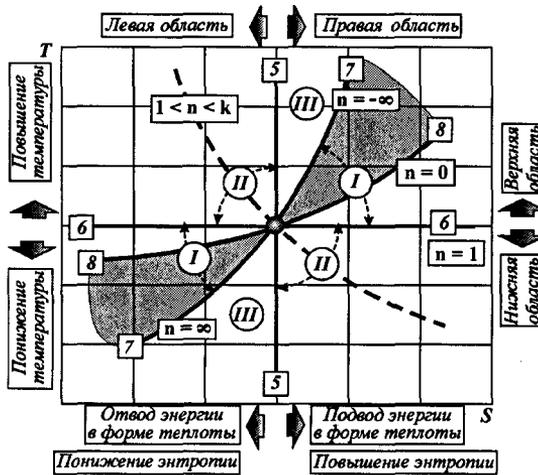


Рис. 5.19. Обобщенная тепловая диаграмма политропических процессов

1. Изохора ( $n = \pm\infty$ ) делит поле рабочей диаграммы (рис. 5.18) на две области — левую и правую, в которых располагаются кривые процессов:
  - сопровождающихся расширением рабочего тела (правая область). Рабочим телом совершается положительная работа;
  - сопровождающихся сжатием рабочего тела (левая область). Работа совершается над телом, а поэтому она отрицательна.
2. Изотерма ( $n = 1$ ) делит поле тепловой диаграммы (рис. 5.19) также на две области — верхнюю и нижнюю, в которых располагаются кривые процессов:

- сопровождающихся понижением температуры рабочего тела, т. е.  $dT < 0$  (нижняя область). При понижении температуры тела его внутренняя энергия также понижается;
- сопровождающихся повышением температуры рабочего тела, т. е.,  $dT > 0$ . При повышении температуры рабочего тела его внутренняя энергия также увеличивается.

3. Адиабата ( $n = k$ ) делит поле тепловой диаграммы (рис. 5.19) на две области — левую и правую, в которых располагаются кривые процессов:

- сопровождающихся отводом теплоты от рабочего тела, т. е.  $\delta Q < 0$  (левая область), так как  $\Delta S < 0$ ;
- сопровождающихся подводом теплоты к рабочему телу, т. е.  $\delta Q > 0$  (правая область), так как  $\Delta S > 0$ .

Чем больший по абсолютной величине показатель политропы  $n$ , тем круче проходит кривая на диаграмме.

Детальное изучение свойств политропических процессов с различными значениями показателя политропы позволило выделить *три группы политропических процессов*, внутри которых характер процессов и характер энергетических преобразований является идентичным. Каждая группа обладает рядом своих специфических особенностей.

*Первая группа политропических процессов* охватывает область с показателем политропы, равным  $-\infty < n < 1$ .

1. Во всех процессах политропического расширения (правая область; рис. 5.18 и 5.19), относящихся к этой группе:

- работа совершается рабочим телом, т. е., она положительна. Рабочее тело расширяется ( $dV > 0$ );
- теплота подводится к рабочему телу, так как  $\Delta S > 0$  (графики процессов расположены в правой области тепловой диаграммы (рис. 5.19));
- температура рабочего тела увеличивается ( $dT > 0$ ), так как графики расположены в верхней области тепловой диаграммы (рис. 5.19);
- внутренняя энергия рабочего тела увеличивается ( $\Delta U > 0$ ), так как увеличивается его температура.

Таким образом, в процессе политропического расширения к рабочему телу подводится теплота (энергия в форме теплоты), которая расходуется на изменение его внутренней энергии и совершение полезной работы.

2. Во всех процессах политропического сжатия (левая область; рис. 5.18 и 5.19), относящихся к этой группе:

- работа, совершаемая рабочим телом, отрицательна (тело сжимается;  $dV < 0$ ). Графики процессов расположены в левой области рабочей диаграммы (рис. 5.18). Работа совершается окружающей средой над рабочим телом;
- теплота отводится от рабочего тела ( $\delta Q_n < 0$ ), так как энтропия тела уменьшается ( $dS < 0$ ). Графики процессов расположены в левой области тепловой диаграммы (рис. 5.19);
- температура рабочего тела уменьшается ( $dT < 0$ ), так как графики процессов расположены в нижней области тепловой диаграммы (рис. 5.19);

- внутренняя энергия рабочего тела уменьшается ( $dU < 0$ ), так как уменьшается его температура.

Таким образом, в процессе политропического сжатия к рабочему телу подводится энергия в механической форме (путем совершения работы). Вместе с тем от рабочего тела отводится энергия в тепловой форме. При этом отводится больше энергии в тепловой форме, чем подводится в механической форме. Поэтому внутренняя энергия рабочего тела уменьшается.

Следовательно, для первой группы политропических процессов характерны следующие соотношения:

- для процесса расширения  $\delta Q_n > 0$  и  $dT > 0$ ;
- для процесса сжатия  $\delta Q_n < 0$  и  $dT < 0$ .

Это означает, что в политропических процессах, относящихся к первой группе, теплоемкость рабочего тела, определяемая по формуле

$$c_n = \frac{\delta Q_n > 0}{dT > 0} = \frac{\delta Q_n < 0}{dT < 0} > 0,$$

всегда будет всегда положительной.

*Вторая группа политропических процессов* охватывает область с показателем политропы, равным  $1 < n < k$ .

1. Во всех процессах политропического расширения, относящихся к данной группе:

- работа, совершаемая рабочим телом, положительна, так как тело расширяется (графики расположены в правой области рабочей диаграммы (рис. 5.18));
- теплота подводится к рабочему телу ( $\delta Q_n > 0$ ), так как графики расположены в правой области тепловой диаграммы (рис. 5.19), где энтропия тела возрастает ( $dS > 0$ );
- температура рабочего тела уменьшается ( $dT < 0$ ), так как графики на тепловой диаграмме (рис. 5.19) расположены в нижней области;
- внутренняя энергия рабочего тела уменьшается, так как уменьшается его температура.

Для политропических процессов, относящихся ко второй группе, характерно то, что энергия подводится к рабочему телу в тепловой форме и отводится от него в механической форме (путем совершения работы в окружающей среде), при этом внутренняя энергия рабочего тела уменьшается. Это означает, что рабочим телом совершается работа как за счет притока энергии извне в тепловой форме, так и за счет собственной внутренней энергии.

2. Во всех процессах политропического сжатия, относящихся к этой группе (левые области диаграмм на рис. 5.18 и 5.19):

- работа, совершаемая рабочим телом, отрицательна, (работу совершает окружающая среда над рабочим телом). Графики политропических процессов расположены в левой области рабочей диаграммы (рис. 5.18);
- теплота отводится от рабочего тела, т. е.,  $\delta Q_n < 0$  (кривые процессов этой группы находятся в левой области тепловой диаграммы; рис. 5.19);

- температура рабочего тела увеличивается ( $dT > 0$ ), так как графики процессов этой группы находятся в верхней области тепловой диаграммы; рис. 5.19);
- внутренняя энергия рабочего тела увеличивается, так как увеличивается его температура ( $U = f(T)$ ).

Работа, совершаемая окружающей средой над рабочим телом при его сжатии, частично идет на увеличение его внутренней энергии, а частично — отводится в форме теплоты.

Так как для второй группы политропических процессов характерны следующие условия их протекания:

- при расширении  $\delta Q_n > 0$  и  $dT < 0$ ;
- при сжатии  $\delta Q_n < 0$  и  $dT > 0$ ,

то теплоемкость рабочего тела в этой группе процессов всегда будет отрицательной:

$$c_n = \frac{\delta Q_n > 0}{dT < 0} = \frac{\delta Q_n < 0}{dT > 0} < 0.$$

Третья группа политропических процессов охватывает область с показателем политропы, равным  $k < n < \infty$ .

1. Во всех процессах политропического расширения, относящихся к этой группе (правая область на рис. 5.18 и 5.19):

- рабочее тело расширяется (рис. 5.18), совершая положительную работу ( $\delta W > 0$ );
- теплота отводится от рабочего тела ( $\delta Q_n < 0$ ), так как графики процессов расположены в левой области тепловой диаграммы (рис. 5.19);
- температура рабочего тела понижается ( $dT < 0$ ), так как графики процессов расположены в нижней части тепловой диаграммы;
- внутренняя энергия рабочего тела понижается ( $dU < 0$ ), так как уменьшается его температура ( $dT < 0$ ).

В этой группе процессов при расширении внутренняя энергия рабочего тела уменьшается как за счет совершения им работы, так и отвода от него теплоты.

2. Во всех процессах политропического сжатия, относящихся к этой группе:

- работа, совершаемая рабочим телом, отрицательна ( $\delta W_n < 0$ ), так как работа совершается над телом окружающей средой;
- теплота подводится к рабочему телу ( $\delta Q_n > 0$ ), так как графики процессов расположены в правой части тепловой диаграммы (рис. 5.19);
- температура рабочего тела увеличивается ( $dT > 0$ ), так как графики процессов расположены в верхней области тепловой диаграммы;
- внутренняя энергия рабочего тела увеличивается ( $dU > 0$ ), так как увеличивается его температура ( $dT > 0$ ).

Для этой группы процессов характерно увеличение внутренней энергии рабочего тела как за счет совершения над ним работы сжатия, так и за счет подвода к нему теплоты.

Так как для третьей группы политропических процессов характерны следующие условия их протекания:

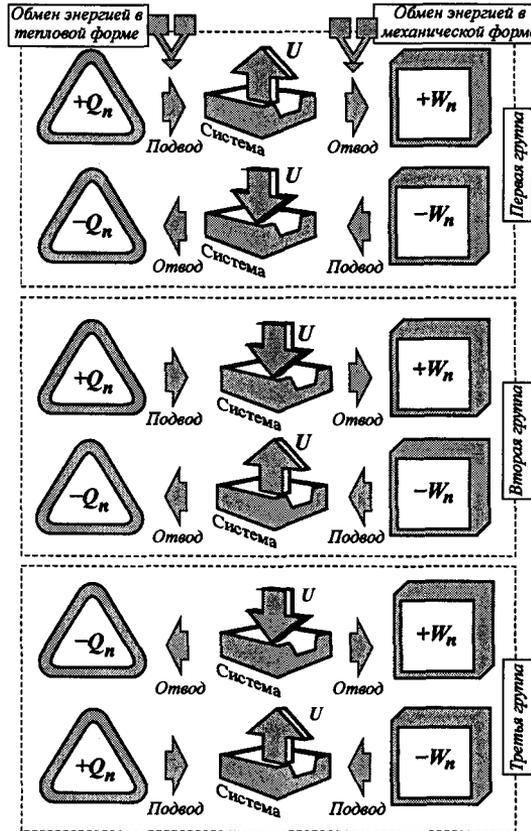


Рис. 5.20. Особенности трех групп политропических процессов

- при расширении  $\delta Q_n < 0$  и  $dT < 0$ ;
- при сжатии  $\delta Q_n > 0$  и  $dT > 0$ ,

то теплоемкость рабочего тела в этой группе процессов всегда будет *положительной*:

$$c_n = \frac{\delta Q_n < 0}{dT < 0} = \frac{\delta Q_n > 0}{dT > 0} > 0.$$

На рис. 5.20 показаны особенности трех групп политропических процессов расширения и сжатия идеального газа (процессов, расположенных как справа, так и слева от изохоры, представленной на рис. 5.18).

Таким образом, при исследовании политропных процессов показатель политроты  $n$  является характеристикой процесса, определяющий распределение потока энергии в тепловой форме, идущей на изменение внутренней энергии системы и совершение внешней работы расширения.

Из соотношения (5.78) определим изменение внутренней энергии  $\Delta U$  в политропическом процессе при подводе (отводе) теплоты  $Q_n$ :

$$\Delta U = \varphi_n \cdot Q_n.$$

Тогда уравнение первого закона термодинамики для политропического процесса  $Q_n = \Delta U + W_n$  с учетом полученного выше соотношения можно записать в виде

$$Q_n = \varphi_n Q_n + W_n,$$

откуда

$$W_n = Q_n - \varphi_n \cdot Q_n = Q_n(1 - \varphi_n). \quad (5.79)$$

Доля теплоты, расходуемая на совершение работы, равна

$$\phi_n = \frac{W_n}{Q_n} = \frac{Q_n(1 - \varphi_n)}{Q_n} = 1 - \varphi_n.$$

Учитывая зависимость (5.78), последнее выражение представим в виде

$$\phi_n = 1 - \frac{n-1}{n-k} = \frac{1-k}{n-k}. \quad (5.80)$$

Исследование политропических процессов можно провести путем использования общих графиков, показанных на рис. 5.18 и 5.19. Исследование политропических процессов проводят в следующем порядке:

1. Выявляют показатель политропы  $n$ .
2. Устанавливают область расположения графика политропического процесса на рис. 5.18; 5.19.
3. Рассматривают в отдельности:
  - процесс сжатия;
  - процесс расширения.
4. В процессе расширения (рис. 5.18) рабочее тело совершает положительную работу ( $W_n > 0$ ). Энергия в механической форме передается от рабочего тела окружающей среде.
5. В процессе сжатия (рис. 5.18) рабочее тело совершает отрицательную работу ( $W_n < 0$ ), т. е., работа совершается над рабочим телом окружающей средой. Энергия в механической форме передается от окружающей среды к рабочему телу<sup>1</sup>.
6. Для каждого процесса устанавливают факт подвода или отвода теплоты (выявляется по расположению графика на тепловой диаграмме; рис. 5.19). Если график расположен в левой области тепловой диаграммы (рис. 5.19), то теплота (правильнее — энергия в тепловой форме) отводится от рабочего тела в окружающую среду. Если график процесса на тепловой диаграмме расположен в правой области, то теплота подводится к рабочему телу.
7. По тепловой диаграмме (рис. 5.19) устанавливают, увеличивается или уменьшается температура рабочего тела. Если график процесса на тепловой диаграмме расположен в верхней области, то температура рабочего тела увеличивается. Если график процесса на тепловой диаграмме расположен в нижней области, то температура рабочего тела уменьшается.
8. По характеру изменения температуры рабочего тела устанавливают характер изменения его внутренней энергии. Если температура тела

<sup>1</sup> Следует помнить, что теплота и работа — это лишь способы передачи энергии. Они не бывают отрицательными величинами.

возрастает, то его внутренняя энергия возрастает. Наоборот, если температура рабочего тела уменьшается, то уменьшается и его внутренняя энергия.

9. Устанавливают долю теплоты, идущей на изменение внутренней энергии рабочего тела и совершение им работы (характер зависит от направления потоков энергии).

*Пример.* Исследовать процессы расширения и сжатия газа с показателем политропы  $n = 1.2$ . Газ двухатомный:  $k = 1.4$  (для одноатомных  $k = 1.67$ ; для трехатомных  $k = 1.3$ ).

1. Показатель политропы задан:  $n = 1.2$ .
2. Область расположения графика: во второй группе процессов (линия процесса находится между изотермой  $n = 1$  и адиабатой  $n = k = 1.4$ ).
3. Вначале рассматриваем процесс расширения (правую область рабочей диаграммы; рис. 5.18).
4. Поскольку объем увеличивается ( $dV > 0$ ), то работа положительна ( $\delta W > 0$ ).
5. На тепловой диаграмме (рис. 5.19) рассматриваемая часть графика располагается в правой области, следовательно, теплота подводится к рабочему телу ( $\delta Q > 0$ ).
6. Поскольку рассматриваемая часть графика на тепловой диаграмме (рис. 5.19) располагается в нижней области, температура в процессе расширения понижается, т. е. ( $dT < 0$ ).
7. Внутренняя энергия рабочего тела понижается, так как понижается его температура, т. е. ( $dU < 0$ ).
8. Доля тепла, идущего на изменение внутренней энергии рабочего тела, определяется по формуле (5.78)

$$\varphi_n = \frac{n-1}{n-k} = \frac{1.2-1}{1.2-1.4} = \frac{0.2}{-0.2} = -1.$$

9. Доля тепла, идущего на совершение работы

$$\phi_n = \frac{1-k}{n-k} = \frac{1-1.4}{1.2-1.4} = \frac{-0.4}{-0.2} = 2.$$

Таким образом, в процессе расширения теплота подводится к рабочему телу, но его внутренняя энергия уменьшается ( $\varphi_n = -1$ ;  $\varphi_n < 0$ ). Это означает, что одна часть подводимой теплоты затрачивается на получение одной части полезной работы, вторая часть работы получается за счет снижения внутренней энергии:

1 часть подводимой теплоты + 1 часть внутренней энергии = 2 части полезной работы.

Аналогично рассматриваем процесс сжатия:

1. Работа сжатия отрицательна, так как  $dV < 0$  (рис. 5.18).
2. Поскольку на тепловой диаграмме (рис. 5.19) рассматриваемая часть графика располагается в левой области, теплота отводится ( $\delta Q < 0$ ), энтропия тела уменьшается.
3. Так как рассматриваемая часть графика процесса сжатия на тепловой диаграмме (рис. 5.19) будет располагаться в верхней области, температура тела увеличивается ( $dT > 0$ ).

4. Так как температура рабочего тела увеличивается, увеличивается его внутренняя энергия ( $dU > 0$ ).
5. Доля тепла, идущего на изменение внутренней энергии

$$\varphi_n = \frac{n-1}{n-k} = \frac{1.2-1}{1.2-1.4} = \frac{0.2}{-0.2} = -1.$$

6. Доля теплоты, идущей на совершение работы

$$\phi_n = 1 - \varphi_n = 1 - (-1) = 2.$$

Таким образом, одна часть энергии, подводимой к рабочему телу в форме работы, идет на увеличение внутренней энергии, а вторая часть энергии отводится от рабочего тела в форме теплоты. К рабочему телу подводится две части энергии ( $\phi = 2$ ) в форме работы (процесс сжатия). Одна часть этой энергии идет на увеличение внутренней энергии, а одна часть отводится в форме теплоты ( $\varphi = -1$ ).

### 5.3. СМЕШЕНИЕ ГАЗОВ

В некоторых технических устройствах возможно смешение без химического взаимодействия различных рабочих тел или же разных порций одного и того же рабочего тела при различных параметрах компонентов. Так, при сгорании топлива в воздухе, в камере сгорания ДВС образуется смесь газов.

При анализе процессов смешения нужно определить параметры состояния смеси по известным параметрам состояния компонентов. Некоторые характеристики смеси газов (уравнение состояния, теплоемкость) были рассмотрены ранее.

Ограничимся рассмотрением адиабатных процессов смешения ( $Q = 0$ ), протекающих в закрытой системе при неизменном суммарном объеме системы (смешение при постоянном объеме).

Пусть некоторая емкость (рис. 5.21) с постоянным общим объемом ( $V = \text{const}$ ) разделена перегородкой на два отсека с объемами  $V_1$  и  $V_2$ , в одном из которых находится рабочее тело с параметрами  $p_1, V_1, T_1$ , а в другом — то же рабочее тело с параметрами  $p_2, V_2, T_2$ .

Масса рабочего тела в первом отсеке  $m_1$ , во втором —  $m_2$ . Если убрать перегородку, произойдет смешение обеих частей рабочего тела, в результате чего давление  $p_{см}$ , температура  $T_{см}$  и плотность рабочего тела  $\rho_{см} = 1/V_{m,см}$  по всему объему  $V_{см} = V$  выровняются.

Для образовавшейся изолированной термодинамической системы справедливы следующие уравнения:

- объем системы  $V_{см} = V_1 + V_2$ ;
- масса рабочего тела  $m_{см} = m_1 + m_2$ ;

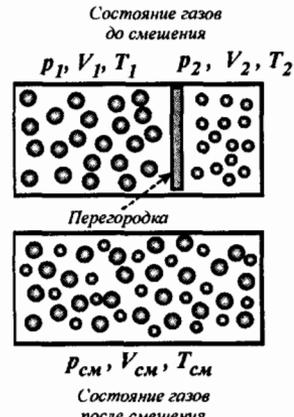


Рис. 5.21. Смешение газов

- плотность рабочего тела  $\rho_{\text{см}} = \frac{m_{\text{см}}}{V_{\text{см}}} = \frac{m_1 + m_2}{V_1 + V_2}$ ;
- температура рабочего тела  $T_{\text{см}} = \frac{m_1 T_1 + m_2 T_2}{m_1 + m_2}$ ;
- давление рабочего тела  $p_{\text{см}} = \frac{m_{\text{см}} R_o T_{\text{см}}}{V_{\text{см}}}$ .

Особый интерес представляет оценка изменения энтропии рабочего тела в результате смешения. Отсчет энтропии ведут от нормального состояния рабочего тела, при этом полагают, что в этом состоянии  $S_o = 0$ . Энтропию рабочего тела в отсеках до смешения и в полном объеме системы  $V_{\text{см}}$  после смешения можно определить с помощью уравнений (5.19), (5.20) и (5.21). Например:

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= m c_p \ln \frac{T_1}{T_o} - m R_o \ln \frac{p_1}{p_o} \\ S_2 &= m c_p \ln \frac{T_2}{T_o} - m R_o \ln \frac{p_2}{p_o} \\ S_{\text{см}} &= m_{\text{см}} c_{p,\text{см}} \ln \frac{T_{\text{см}}}{T_o} - m_{\text{см}} R_{o,\text{см}} \ln \frac{p_{\text{см}}}{p_o} \end{aligned} \right\}.$$

Изменение энтропии в результате смешения определяют с учетом массы рабочего тела, т. е.

$$\Delta S_{\text{см}} = S_{\text{см}} - (S_1 + S_2).$$

Процесс смешения в потоке, а также процессы смешения различных газов и жидкостей рассмотрены в специальной литературе.

## Вопросы для самоконтроля

1. Сформулируйте сущность и изобразите график изохорного процесса.
2. Сформулируйте сущность и изобразите график изобарного процесса.
3. Сформулируйте сущность и изобразите график изотермического процесса.
4. Сформулируйте сущность и изобразите график адиабатного процесса.
5. Сформулируйте сущность политропного процесса. В чем заключается его обобщающее значение?

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОДЫ И ВОДЯНОГО ПАРА. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА

## 6.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВОДЕ И ЕЕ СВОЙСТВАХ

Во многих технических устройствах (технических системах) в качестве рабочих тел применяются газы. Это обусловлено тем, что газы, по сравнению с жидкостями и твердыми телами, значительно больше расширяются при нагревании. Вместе с тем, в этих системах стремятся использовать в качестве рабочих тел газы, наиболее доступные в обычных условиях. К таким рабочим телам (газам) можно отнести воздух, представляющий собой смесь различных газов. Запасы воздуха в естественных условиях огромны, его не нужно производить искусственно (об этом позаботилась природа), поэтому воздух используется в современных тепловых двигателях (например, в двигателях внутреннего сгорания) в качестве рабочего тела. Основными причинами предпочтения использования воздуха в качестве рабочего тела в ДВС являются:

- общедоступность его в естественных условиях;
- наличие в его составе кислорода, необходимого для окисления топлива;
- сохранение своего фазового состояния в естественных условиях применения (не переходит в жидкое или твердое состояние).

В тех случаях, когда не требуется осуществления процесса сгорания топлива, воздух является не самым рациональным рабочим телом для применения в тепловых машинах (двигателях). Он по своим теплофизическим свойствам уступает некоторым газам и даже парам. По теплофизическим свойствам воздух уступает водяному пару. Так, истинная удельная теплоемкость воздуха при  $100^{\circ}\text{C}$  и постоянном объеме равна  $c_V = 0.7226 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ , а водяного пара при тех же условиях —  $c_V = 1.4285 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ . Как видим, удельная теплоемкость водяного пара почти в 2 раза превышает теплоемкость воздуха. Среди газов наибольшей теплоемкостью обладает водород, для которого  $c_V = 10.312 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$  ( $t = 100^{\circ}\text{C}$ ).

Тем не менее, по эффективности использования в тепловых машинах водяной пар в настоящее время имеет преимущество перед водородом. В первую очередь это обусловлено общедоступностью воды (запасы ее на Земле огромны). В естественных условиях она может быть легко переведена из жидкого состояния в газообразное состояние (пар). Вода и ее пар безопасны

при обращении с ними. В жидком состоянии вода легко транспортируется, не оказывает вредного воздействия на окружающую среду.

Воде принадлежит особая роль в жизни цивилизации. В различных физических состояниях она используется для удовлетворения самых разнообразных потребностей человечества.

Человек использует воду в жидком состоянии для питья, приготовления пищи и других целей. Сама природа позаботилась о том, чтобы вода без участия человека самостоятельно могла переходить в газообразное состояние. В последующем водяной пар переносится в континентальные районы, где при охлаждении снова превращается в жидкое состояние, выпадая в виде дождя. Именно благодаря такому круговороту воды в природе поддерживается жизнь на Земле.

Несмотря на это, сознательное использование водяного пара человечеством для удовлетворения своих потребностей началось совсем недавно (не более трех веков назад). Использование водяного пара в технике началось с момента создания паровых машин. В связи с тем, что свойства воды в то время были почти не изучены, эффективность паровых машин была крайне низкой. Только после всестороннего изучения свойств воды были созданы высокоэффективные теплоэнергетические установки (тепловые электростанции и другие), которые применяются и сейчас.

Вода (или другие жидкости на ее основе) в настоящее время используется в системах охлаждения двигателей внутреннего сгорания. При определенных условиях вода может попадать в топливные системы двигателей автомобилей, тракторов, танков, самолетов, вызывая при этом отрицательные последствия для их эксплуатации. Для организации правильной эксплуатации этих транспортных средств необходимо знать и учитывать основные термодинамические свойства воды. При этом знание термодинамических свойств воды позволяет конструкторам разрабатывать высокоэффективные системы охлаждения двигателей внутреннего сгорания.

Известно, что многие вещества в природе существуют в различных физических состояниях:

- твердом;
- жидком;
- газообразном.

Некоторые из них могут находиться в нескольких физических состояниях одновременно. Так, зимой мы можем наблюдать воду в нескольких агрегатных состояниях:

- в твердом состоянии (лед на речке, озере);
- в жидком состоянии (в колодце, на дне реки);
- в газообразном состоянии (пар в воздухе).

Другие вещества могут находиться в определенном состоянии только при определенных условиях (давлении и температуре). Так, воздух может находиться в жидком состоянии только при высоком давлении и сильном охлаждении (очень низкой температуре).

Только глубоко изучив свойства воды, мы поймем, почему попытки первых изобретателей создать высокоэффективные паровые машины, были обречены на неудачу.

## 6.2. ВОДЯНОЙ ПАР И ЕГО ХАРАКТЕРИСТИКИ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В теплоэнергетике и теплотехнике в качестве рабочих тел используют различные жидкости и их пары. Как отмечалось выше, наибольшее применение нашли пары самого распространенного в природе вещества — воды, которая не оказывает вредного воздействия на живые организмы, металлы и обладает относительно хорошими термодинамическими свойствами (имеет достаточно большие теплоемкость и теплоту парообразования).

Как известно, водяной пар можно получить из воды, находящейся в твердом агрегатном состоянии (льда), путем последовательных фазовых превращений из одного агрегатного состояния в другое (лед — жидкость — пар). При определенных условиях вода из твердого состояния (льда) может непосредственно переходить в газообразное состояние (пар), минуя жидкое состояние (например, сушка белья на морозе).

Напомним, что пары различных веществ (в том числе и водяной пар) являются реальными газами, поэтому для описания их термодинамических свойств не применимо уравнение состояния идеального газа  $pV = mR_0T$ .

Для описания термодинамических свойств реального газа следует пользоваться уравнением состояния реального газа (например, уравнением Ван-дер-Ваальса).

В отличие от идеального газа, реальный газ при определенных условиях может изменять свое агрегатное состояние.

Переход вещества из твердого состояния в жидкое и из жидкого состояния в газообразное и обратно удобно анализировать с помощью  $T$ - $p$ -диаграммы (температура — давление). В самом упрощенном виде такая фазовая диаграмма представлена на рис. 6.1. Твердое состояние вещества (твердая фаза) на этой диаграмме охватывает область, лежащую левее линий  $DB$  и  $DE$ , жидкое состояние (жидкая фаза) охватывает область между линиями  $DB$  и  $DC$ , газообразное состояние (паровая фаза) охватывает область, лежащую правее линий  $DC$  и  $DE$ .

Рассмотрим поведение воды в различных фазовых состояниях с помощью фазовой диаграммы, представленной на рис. 6.1. Начнем с твердой фазы (льда). Пусть лед находится при температуре  $t_1$  и давлении  $p_1$ . Этому состоянию соответствует точка 1. Постепенно будем нагревать лед при постоянном внешнем давлении ( $p_1 = idem$ ), то есть процесс нагревания льда будет изобарным. Следует напомнить, что при нагревании тела расширяются (их объем увеличивается), за исключением некоторых случаев. Таким образом, при нагревании льда в изобарном процессе 1–2 (рис. 6.1; 6.2) его температура и давление увеличиваются. В точке 2 (рис. 6.1; 6.2) лед начинает плавиться (вода переходит из твердого состояния в жидкое состояние). При этом температура тела (системы лед — жидкость)

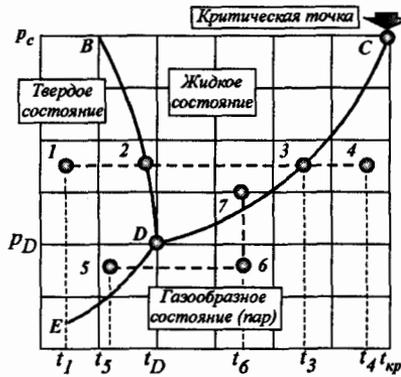


Рис. 6.1. Фазовая диаграмма вещества

не изменяется (процесс  $2-2'$ ; рис. 6.2). В жидком состоянии вода занимает больший объем, чем в твердом состоянии. Пока вода полностью не перейдет из твердого состояния в жидкое состояние, ее температура не будет увеличиваться.

Если провести несколько таких экспериментов с водой, находящейся в твердом состоянии при различных (но постоянных) давлениях, получим ряд точек, подобных точке 2 (рис. 6.1). Если эти точки соединить плавной кривой, то получим кривую  $DB$  (рис. 6.1). Таким образом, кривая  $DB$  соответствует процессу плавления льда (перехода воды из твердого состояния в жидкое состояние). Как видно на рис. 6.2, процесс плавления льда происходит при постоянной температуре (прямая  $2-2'$  горизонтальна). Это означает, что в этом процессе температура воды в твердом и жидком состоянии одна и та же.

Кривую  $DB$  (рис. 6.1), соответствующую процессу перехода воды из твердого в жидкое состояние, называют кривой плавления.

После того, как лед полностью расплавится, температура жидкости (воды) снова будет увеличиваться. Изобарный процесс  $2-3$  (рис. 6.1) соответствует нагреву жидкости. При нагреве объем жидкости увеличивается. Таким образом, в процессе  $2'-3$  (рис. 6.2) температура и объем жидкости увеличиваются. При этом вода находится только в жидком состоянии.

Достигнув некоторой температуры при данном давлении, соответствующей точке 3 (рис. 6.1), вода (жидкость) начинает кипеть (переходит из жидкого состояния в газообразное состояние). В точке 3 (рис. 6.1) температура жидкости (воды) равна температуре кипения  $t_3 = t_s$ . В этой точке вода начинает переходить из жидкого состояния в пар (газообразное состояние). Даже если продолжать нагревать воду (жидкость), ее температура в процессе кипения не будет изменяться (при условии, что внешнее давление окружающей среды, действующее на свободную поверхность воды, не изменяется). Такой процесс кипения жидкости можно наблюдать в повседневной практике.

Опустим термометр в чайник, наполненный водой. Чайник поставим на электроплитку, и будем нагревать. Столбик ртути в термометре будет быстро ползти вверх. При подходе столбика ртути к отметкам 90, 95,

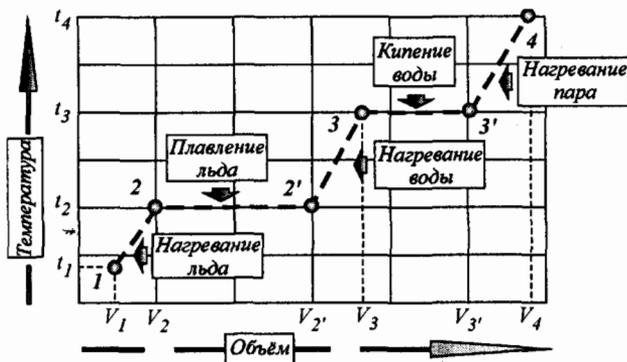


Рис. 6.2. Диаграмма фазовых превращений воды

99°C скорость подъема столбика ртути существенно уменьшится. Наконец, столбик ртути очень медленно достигнет отметки 100°C, вода начинает кипеть, а столбик остановится на этой отметке и не изменит своего положения. Пока вся вода в чайнике не выкипит, ее температура не будет изменяться ( $t_3 = t_s = 100^\circ\text{C}$ ). Вода кипит при температуре 100°C, если внешнее давление равно 760 мм рт. ст.

Энергия в тепловой форме подводится от электроплитки к воде. Следовательно, внутренняя энергия жидкости (воды) должна увеличиваться, поэтому ее температура тоже должна увеличиваться. Тем не менее, при кипении жидкости этого не происходит. В чем причина? Куда же расходуется тепловая энергия, подводимая к жидкости, если ее внутренняя энергия не увеличивается? Ответ очевиден. Процесс превращения жидкости (воды) в пар требует энергетических затрат.

Сравним энергию грамма воды и грамма образовавшегося из нее пара. Молекулы пара расположены на большем расстоянии одна от другой, чем молекулы воды (жидкости). Потенциальная энергия притягивающихся молекул жидкости будет меньше потенциальной энергии притягивающихся молекул пара. Поэтому потенциальная энергия пара больше потенциальной энергии жидкости, и превращение воды в пар требует значительных затрат энергии. Этот избыток энергии и сообщается электроплиткой воде, кипящей в чайнике. Эта энергия затрачивается на изменение порядка (расстояний) расстановки молекул воды в газообразном состоянии.

Энергия, затрачиваемая только на превращение воды в пар, называется теплотой испарения. Для превращения 1 г воды в пар при температуре 100°C (то есть, при давлении 760 мм рт. ст.) требуется примерно 2255 Дж энергии (тепла).

Если на испарение 1 г воды расходуется 2255 Дж энергии, то на 1 моль уже требуется  $18 \cdot 2255 \approx 40593$  Дж энергии (1 моль воды равен 18 г). Такое количество тепловой энергии необходимо затратить на разрыв межмолекулярных связей.

Сравним это количество энергии с величиной энергии, требуемой для разрыва внутримолекулярных связей. Для того чтобы расщепить 1 моль воды на атомы водорода и кислорода, требуется уже примерно 920480 Дж

энергии, то есть в 25 раз больше. Это непосредственно доказывает слабость сил, связывающих молекулы друг с другом, по сравнению с силами, стягивающими атомы в молекулу.

Проведя ряд экспериментов по испарению воды путем доведения ее до кипения при различных давлениях, мы получим ряд точек, подобных точке  $Z$  (рис. 6.1). Соединив эти точки плавной кривой  $DC$ , получим кривую парообразования. Точки на этой кривой будут соответствовать процессу кипения воды при некоторой постоянной температуре  $t_s$ . В результате таких экспериментов выявляется следующая закономерность — с повышением давления температура кипения воды (жидкости) увеличивается. Об этом хорошо осведомлены жители высокогорных районов.

На вершине Эльбруса вода кипит уже при температуре  $82^\circ\text{C}$ . Нет необходимости забираясь на вершину горы, чтобы убедиться в этом. Известно, что в естественных условиях при давлении 760 мм рт. ст. вода закипает при температуре  $100^\circ\text{C}$ . Поместим воду под колокол (рис. 6.3) и будем нагревать ее, предварительно выкачав из-под колокола некоторое количество воздуха. В этом случае давление, действующее на поверхность жидкости, уменьшится. Если давление воздуха, действующего на поверхность воды, станет равным 10...15 мм рт. ст., то вода будет кипеть уже при температуре 10...15 $^\circ\text{C}$ . Если довести давление воздуха, действующего на поверхность жидкости, до значения 4.6 мм рт. ст., вода закипит уже при температуре  $0^\circ\text{C}$ . Как раз на этот факт указывает точка  $D$  (рис. 6.1). Таким образом, при давлении, ниже 4.6 мм рт. ст., вода из твердого состояния переходит в газообразное состояние, минуя жидкое состояние.

Понижая давление воздуха на свободную поверхность жидкости до значений, ниже 4.6 мм рт. ст., получим кривую  $DE$  (рис. 6.1), называемую кривой сублимации. Эта кривая соответствует равновесному состоянию воды в твердой (лед) и газообразной (пар) фазе. Благодаря процессу сублимации при отрицательных температурах в естественных условиях происходит сушка белья на улице.

Процесс сублимации позволяет перевести воду в пар непосредственно из твердого состояния (процесс 5–6; рис. 6.1).

Проведя серию экспериментов с водой, находящейся в различных фазовых состояниях, при различном давлении и температуре, можно получить такое сочетание давления и температуры, когда вода будет существовать в трех фазовых состояниях (твердом, жидком и газообразном) одновременно (точка  $D$ ; рис. 6.1). Эту точку называют тройной точкой. Для каждого вещества значения температуры и давления, соответствующие тройной точке, различны. Для воды параметры тройной точки следующие:

- давление: 611 Па;
- температура:  $0.01^\circ\text{C}$ .

Интересную картину можно наблюдать, если поместить открытый сосуд с водой под колокол (рис. 6.3) и постоянно откачивать оттуда воздух. В результате этого давление под колоколом будет постоянно понижаться. Откачка воздуха заставит воду кипеть. Но для перевода воды из жидкой фазы в пар требуется большое количество энергии. Энергию кипящей воде взять неоткуда, кроме как у себя самой. Фактически в этом случае



Рис. 6.3. Нагревание льда при пониженном давлении окружающей среды

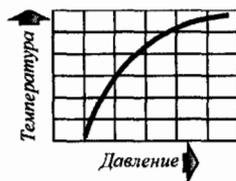


Рис. 6.4. Зависимость температуры кипения воды от давления окружающей среды

образующийся при кипении воды (жидкости) пар забирает энергию в тепловой форме от жидкости. Внутренняя энергия жидкости уменьшается. Следовательно, температура жидкости также понижается, так как внутренняя энергия тела зависит от его температуры. Но так как давление воздуха под колоколом постоянно понижается из-за его откачки, то вода будет продолжать кипеть при постоянном понижении температуры. Вода постепенно охладится и замерзнет.

Кипение холодной воды можно наблюдать в естественных условиях. Например, при вращении гребного винта корабля (катера) в слое воды, расположенном за лопастью вращающегося винта, давление резко понижается, поэтому вода в этом слое закипает, то есть в ней появляются многочисленные пузырьки пара. Это явление называется кавитацией (от латинского слова *cavitas* — полость).

Таким образом, температура кипения воды зависит от внешнего давления, действующего на нее. Эта зависимость показана на рис. 6.4, из которого видно, что, понижая давление окружающей среды, мы понижаем температуру кипения воды. Наоборот, повышая давление окружающей среды, мы повышаем температуру кипения воды. Давление окружающей среды, равное примерно 1.5 МПа, может задержать кипение воды до температуры 200°C, а давление 8 МПа заставит кипеть воду лишь при температуре около 300°C.

Зависимость температуры кипения воды от внешнего давления целенаправленно используется в некоторых технических средствах. В качестве примера можно рассмотреть систему жидкостного охлаждения двигателя внутреннего сгорания. В открытой системе охлаждения на воду в радиаторе воздействует давление окружающей среды  $p_0$ . При работе двигателя вода нагревается. Предельной в этом случае является температура воды, равная 100°C. При давлении окружающей среды, равном 760 мм рт. ст., вода закипает при такой температуре. При кипении жидкости процесс охлаждения деталей двигателя ухудшается. Температура деталей резко увеличивается, и двигатель может выйти из строя. Температура жидкости в системе охлаждения ограничивает температуру, в первую очередь, деталей цилиндропоршневой группы (ЦПГ). Чем выше температура деталей ЦПГ, тем меньше тепловой энергии отводится от рабочего тела в эти детали. В этом случае термический КПД цикла увеличивается. Однако

в открытой системе охлаждения невозможно увеличить температуру воды (жидкости) выше  $100^{\circ}\text{C}$ , так как она закипает.

Для увеличения температуры деталей ЦПГ искусственно увеличивают давление внешней среды, воздействующей на поверхность жидкости в радиаторе. Для этого систему охлаждения двигателя делают закрытой. В самой верхней точке системы (в радиаторе или расширительном бачке) устанавливают специальный (паровоздушный) клапан, который только периодически соединяет систему охлаждения с окружающей средой. Как правило, такой клапан входит в состав пробки заправочной горловины радиатора системы охлаждения двигателя (рис. 6.5). Пробка состоит из крышки 1, упорной пружинной шайбы 2, пружины парового клапана 3, стержня парового клапана 4, тарелки парового клапана 5, уплотнительной шайбы парового клапана 6, чашки воздушного клапана 7, пружины воздушного клапана 8, шайбы воздушного клапана 9, стержня воздушного клапана 10, уплотнительной шайбы воздушного клапана 11, паротводного трубопровода 12.

При работе двигателя вода нагревается и частично испаряется. Пар поднимается в самую верхнюю точку системы охлаждения. Так как система закрыта пробкой (рис. 6.5), пар не имеет возможности выйти в окружающую среду. В самой верхней полости системы охлаждения постепенно накапливается пар. Увеличение массы пара приводит к тому, что увеличивается его давление на свободную поверхность жидкости. Паровой клапан 5, нагруженный пружиной, поддерживает в системе охлаждения избыточное давление пара  $0.1\text{ МПа}$ . Такое избыточное давление пара на свободную поверхность жидкости приводит к тому, что вода может закипеть только при температуре  $119^{\circ}\text{C}$ . Если вода закипает, давление пара на свободную поверхность жидкости резко возрастает. Так как жидкость передает внешнее давление во все стороны одинаково (закон Паскаля), давление жидкости в системе также возрастет. Это может вывести из строя радиатор и дюритовые соединения системы охлаждения двигателя. При достижении паром избыточного давления  $0.1\text{ МПа}$ , к паровому клапану 5 прикладывается усилие, достаточное для его открытия. Паровой клапан 5 поднимается и пар через трубопровод 12 поступает в расширительный бачок, где конденсируется.

Если уплотнительная шайба 6 парового клапана 5 повреждена, то система охлаждения двигателя становится открытой и вода в ней закипает при температуре  $100^{\circ}\text{C}$ .

При длительной остановке двигателя вода в системе охлаждения остывает. Остывает также пар, скопившийся в верхней части системы, поэтому он конденсируется (переходит в жидкость). Объем воды в жидком состоянии значительно меньше объема, занимаемого ею в газообразном состоянии (в виде пара). Если при нагревании тела расширяются, то при охлаждении наоборот — сжимаются. Объем воды значительно уменьшается за счет конденсации пара, а объем самой полости системы охлаждения уменьшается незначительно. В результате такого явления в системе охлаждения возникает разрежение. Давление пара в системе становится очень малым (меньшим атмосферного). Так как давление окружающей среды становится больше давления пара в системе охлаждения, внешняя сила

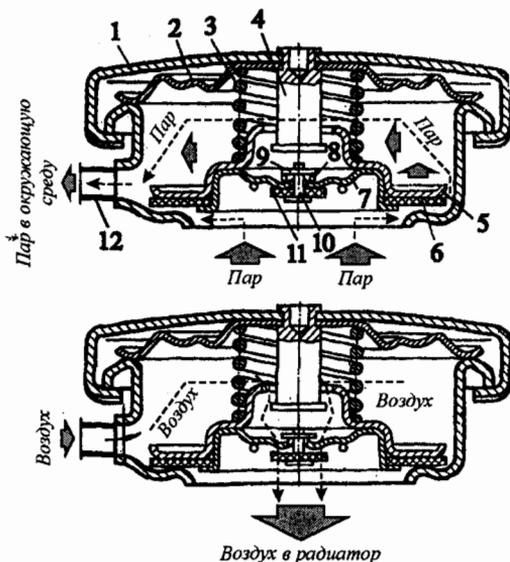


Рис. 6.5. Устройство и работа паровоздушного клапана системы охлаждения двигателя

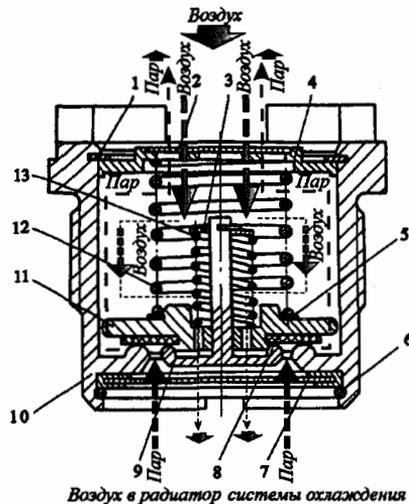
может сжать трубки радиатора, так как они изготовлены из мягкого материала. Чтобы этого не произошло, в системе установлен воздушный клапан 10. Так как трубопровод 12 соединен с расширительным бачком, в котором поддерживается атмосферное давление, то оно воздействует на воздушный клапан 10, прикладывая к нему некоторое усилие. Так как при охлаждении в системе возникает разрежение, на клапан сверху (со стороны окружающей среды) приложена большая сила, чем со стороны остатков пара в системе охлаждения. Когда разрежение достигает значения  $0.001 \dots 0.013$  МПа, внешняя сила (сила атмосферного давления) опускает клапан вниз и воздух из расширительного бачка по трубопроводу 12 поступает в радиатор, не допуская дальнейшего понижения давления в нем.

Аналогичные паровоздушные клапаны установлены в системах охлаждения танковых двигателей (рис. 6.6).

Они служат для поддержания в системе охлаждения определенного давления, оказываемого паром охлаждающей жидкости или воздухом. Паровоздушный клапан (рис. 6.6) установлен в расширительном бачке системы охлаждения двигателя и имеет связь с окружающей средой. Расширительный бачок является наивысшей точкой системы охлаждения двигателя, поэтому в нем собирается пар, образующийся в системе.

Паровоздушный клапан (ПВК) состоит из корпуса 10, двух стопорных колец 1 и 6, чашки 3, тарелки 4, регулировочной прокладки 5, двух защитных сеток 2 и 7, уплотнительной прокладки 8, воздушного клапана 9, парового клапана 11, пружин 12 и 13.

Образующийся при работе двигателя пар поднимается в наивысшую точку системы охлаждения (расширительный бачок) и воздействует на паровой клапан 11. Клапан не откроется, если избыточное давление водяного



**Рис. 6.6.** Паровоздушный клапан системы охлаждения танкового дизельного двигателя

пара ниже значения  $1.7 \dots 1.9 \text{ кгс/см}^2$  ( $0.17 \dots 0.19 \text{ МПа}$ ). Давление пара передается на жидкость, в результате чего давление жидкости увеличивается. Чем больше давление жидкости, тем выше температура ее кипения. Дальнейшее повышение давления пара из-за испарения воды приведет к повышению давления, что недопустимо. Пружина *12* парового клапана *11* отрегулирована на это избыточное давление пара, поэтому при таком значении избыточного давления он открывается, и давление в системе уменьшается до допустимого значения. Паровой клапан *11* поднимается вместе с воздушным клапаном *9*, так как они собраны в единый узел и вместе воспринимают давление пара. Регулировка затяжки пружины *12* осуществляется подбором толщины регулировочной прокладки *5*.

При охлаждении жидкости ее объем уменьшается из-за конденсации водяного пара. Частично уменьшается, и объем воды, так как все тела при охлаждении сжимаются. Тем не менее, основное уменьшение объема происходит из-за конденсации водяного пара. В результате конденсации пара под паровоздушным клапаном возникает разрежение. Когда это разрежение (то есть разность между атмосферным давлением и давлением пара в расширительном бачке под паровоздушным клапаном) достигнет значения примерно  $0.05 \dots 0.15 \text{ кгс/см}^2$  ( $0.005 \dots 0.015 \text{ МПа}$ ), воздушный клапан *9* откроется, сжав при этом пружину *13*, воздух из окружающей среды поступит в расширительный бачок и разрежение в системе охлаждения уменьшится. Воздушный клапан *9* при впуске воздуха опускается вниз самостоятельно. Паровой клапан *11* плотно сидит на посадочной поверхности корпуса *10*.

Защитные сетки *2* и *7* предотвращают загрязнение клапанов.

Таким образом, определенному внешнему давлению соответствует определенная температура кипения  $t_s$ . Это утверждение можно сформули-

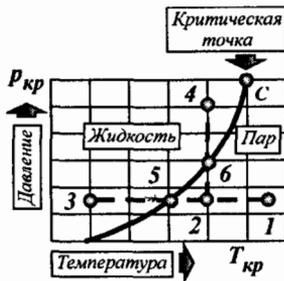


Рис. 6.7. Кривая упругости пара

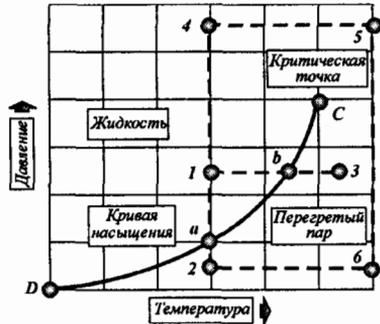


Рис. 6.8. Кривая насыщения воды и водяного пара

ровать иначе: каждой температуре кипения  $t_s$  воды соответствует свое определенное давление. Это давление называют упругостью пара.

Кривая, изображающая зависимость температуры кипения жидкости от внешнего давления, является одновременно и кривой упругости пара в зависимости от температуры. Следовательно, график на рис. 6.4 может иметь и другой вид (рис. 6.7). График на рис. 6.7 показывает, что с изменением температуры упругость пара изменяется очень резко. Напротив, при изменении давления температура кипения жидкости изменяется довольно медленно (рис. 6.4). Можно заметить, что кривая  $DC$  (рис. 6.1) является кривой упругости пара. Кривая  $DC$  (рис. 6.1) является одновременно как кривой парообразования (кипения), так и кривой конденсации (перехода пара в жидкость).

В большинстве технических устройств в качестве рабочих тел используют жидкую и парообразную фазы некоторого вещества (в большинстве случаев — воды). Поэтому в термодинамике в основном исследуют процессы, происходящие с водой и водяным паром, при этом твердую фазу воды почти не рассматривают. Не рассматривают также и переход воды из твердого состояния в газообразное (пар). Практический интерес представляет только кривая  $DC$  (рис. 6.1). В связи с этим фазовую  $t-p$ -диаграмму (рис. 6.1) изображают не полностью, а частично: кривую насыщения  $DC$ , области воды и пара (рис. 6.8).

По горизонтальной оси откладывают температуру, выраженную в градусах Цельсия (при этом тройная точка воды и водяного пара практически совпадает с началом координат). Необходимо отметить, что в теплотехнике иногда говорят пар, а иногда — перегретый пар. Различные названия пара имеют различный смысл, о чем будет сказано ниже.

Напомним, что кривая  $DC$  (рис. 6.8) соответствует процессу кипения жидкости. Пока жидкость кипит, ее температура не изменяется. Пар, образующийся из этой жидкости, имеет такую же температуру, которая в процессе кипения жидкости также не изменяется. Как только вода выкипит полностью (воды больше не останется), температура образовавшегося из нее пара станет увеличиваться. В этом случае температура пара будет большей, чем во время кипения жидкости. Такой пар называют перегретым.

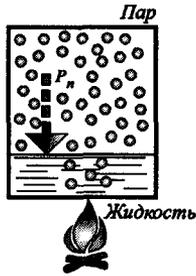


Рис. 6.9. Нагревание жидкости в закрытом сосуде

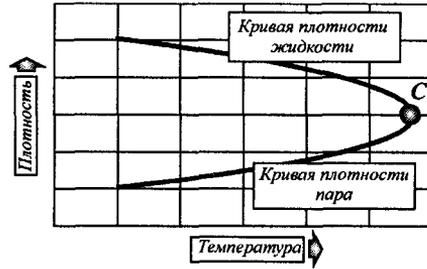


Рис. 6.10. Зависимость плотности воды и водяного пара от температуры кипения

Рассмотрим поведение жидкости и пара, образующегося из нее, при нагревании в закрытом сосуде (рис. 6.9).

Пусть в начальный момент на свободную поверхность жидкости действует некоторое давление пара  $p_n$ , образовавшегося в результате естественного испарения воды из верхнего слоя при обычной температуре. При нагревании температура воды возрастает при неизменном давлении  $p_n$ . В некоторый момент времени при давлении  $p_n$  жидкость закипит. Температуру, при которой жидкость кипит, обозначают  $t_s$ . С этого момента начинается интенсивное парообразование. Количество пара над жидкостью увеличивается, но объем сосуда не изменяется. В этом случае давление пара  $p_n$  на жидкость будет возрастать. При возрастании давления температура кипения жидкости также возрастает. Здесь будет наблюдаться взаимозависимый процесс — давление пара на жидкость все время возрастает, поэтому все время возрастает температура кипения жидкости и температура пара, образующегося из нее. Это означает, что, нагревая жидкость таким образом, мы все время движемся вдоль кривой  $DC$  (рис. 6.8). Таким образом, вода будет кипеть при непрерывном увеличении ее температуры, так как непрерывно увеличивается внешнее давление пара на ее свободную поверхность. Напомним, что при кипении жидкости ее температура и температура образующегося из нее пара равны (пока не выкипит полностью вода).

Так как температура кипящей воды все время увеличивается (из-за увеличения давления пара, действующего на нее), ее плотность уменьшается (рис. 6.10).

Как известно, все тела при нагревании расширяются. Пар при нагревании также должен расширяться (ведь его температура, как и жидкости, также возрастает), но с повышением температуры резко увеличивается его давление (резко увеличивается упругость пара; рис. 6.7). Резкое увеличение давления пара приводит к тому, что его плотность не только не уменьшается, а увеличивается (рис. 6.10).

Следовательно, кипение жидкости в закрытом сосуде происходит так, что ее плотность уменьшается, а плотность, образующегося из нее пара, увеличивается. Нагревая постоянно кипящую жидкость, мы доберемся до такого момента, когда плотность пара станет равной плотности жидкости, из которой он образовался (точка  $C$ ; рис. 6.10). В этой замечательной точке  $C$ , которая называется критической, кривая кипения обрывается. В этой точке плотность жидкости и образовавшегося из нее пара равны, то есть

они обладают одинаковыми свойствами. Различие между жидкостью и образовавшимся из нее паром в критической точке  $C$  отсутствует, поэтому на рис. 6.1, 6.7, 6.8 линия парообразования  $DC$  обрывается в точке  $C$ , являющейся критической точкой.

При давлениях, больших критического давления, жидкость переходит в пар не при постоянной температуре, а при ее постепенном изменении.

Для каждого вещества существует своя критическая точка (критическая температура  $t_{кр}$  и критическое давление  $p_{кр}$ ). Для воды и ее пара параметры критической точки  $C$  (рис. 6.1, 6.7 и 6.8) соответственно равны:

- давление: 22.1 МПа;
- температура: 374°C.

Если температура пара не превышает критического значения (точка 2; рис. 6.7), то его легко перевести в жидкость. Это можно сделать тремя путями:

- путем охлаждения пара (понижением его температуры) при постоянном давлении (процесс 2–3; рис. 6.7). При температуре, соответствующей точке 5, пар будет переходить в жидкость. Процесс 5–3 соответствует охлаждению жидкости;
- путем сжатия пара (повышением его давления) при постоянной температуре (процесс 2–4). В точке 6 пар быстро перейдет в жидкость. Процесс 6–4 соответствует сжатию жидкости;
- путем понижения температуры пара при одновременном увеличении его давления (произвольный процесс).

Если температура пара превышает критическое значение (точка 1; рис. 6.7), то путем сжатия перевести его в жидкость невозможно, сколько бы мы не повышали давление. Тем не менее, и в этом случае перевести его в жидкость можно. Для этого можно понизить его температуру при постоянном давлении до значения, меньшего критического (например, процесс 1–3). Достигнув точки 5, пар будет переходить в жидкое состояние. Процесс 5–3 соответствует охлаждению жидкости. Точка 5 может соответствовать очень низкому значению температуры, что характерно для многих газов (исключая водяной пар), поэтому на практике поступают следующим образом:

- сначала понижают температуру пара до приемлемого значения, меньше критического (например, процесс 1–2; рис. 6.7);
- увеличивают давление пара (процесс 2–4). Достигнув давления, соответствующего точке 6, пар будет быстро переходить в жидкость. Процесс 6–4 соответствует сжатию жидкости.

Когда ученые и инженеры осознали факт существования критической точки (точка  $C$ ; рис. 6.7), они научились переводить большинство газов в жидкое состояние. Самые первые попытки сжижения таких газов, как кислород, азот, водород потому и были неудачны, что не было известно о существовании критической температуры. У этих газов значения критической температуры очень низкие: у азота –147°C, у кислорода –119°C, у водорода –240°C, или 33 К. Рекордсменом является гелий, для которого критическая температура равна 4.3 К. Превратить эти газы в жидкость

можно лишь одним способом — снизить их температуру ниже критического значения. Вопрос о сжижении газов будет рассмотрен в дальнейшем.

Наличие критической точки показывает, что между жидким и газообразным состояниями нет принципиального различия. На первый взгляд могло бы показаться, что такого принципиального различия нет только в том случае, когда речь идет о температурах выше критической. Но это не так. Существование критической точки указывает на возможность превращения жидкости в пар без какого-либо явления, подобного ее кипению.

Пусть давление и температура жидкости соответствуют точке 1 (рис. 6.8). Уменьшим давление жидкости при постоянной температуре (процесс 1–2). В точке *a* жидкость закипит, и будет кипеть до тех пор, пока вся не превратится в пар. Процесс *a*–2 соответствует понижению давления пара.

Жидкость можно перевести в пар и по пути 1–3, увеличивая ее температуру при постоянном давлении. В точке *b* жидкость также закипит, и будет кипеть, пока вся не превратится в пар.

Таким образом, при переводе жидкости в пар по путям 1–2 и 1–3 (рис. 6.8) жидкость в некоторый момент закипает.

Рассмотрим несколько необычный способ перевода жидкости в пар. Сначала сожмем жидкость при постоянной температуре до давления, превышающего критическое значение (процесс 1–4; рис. 6.8). Жидкость не закипит. Затем нагреем жидкость при постоянном давлении до температуры, превышающей критическое значение (процесс 4–5). В точке 5 нет различия между жидкостью и паром. Понизим давление жидкости (пара) при постоянной температуре до значения, ниже критического значения (процесс 5–6). В точке 6 вода существует в виде перегретого пара. Далее понизим температуру пара при постоянном давлении (процесс 6–2).

В ходе процесса 1–4–5–6–2 мы перевели жидкость в пар без ее кипения, но это очень сложный процесс. Как видно на рис. 6.8, жидкость в данном случае можно перевести в пар проще, осуществив процесс 1–2 или процесс 1–3.

Не следует думать, что жидкость можно перевести в пар только в результате кипения. Кипение — это быстрый процесс перевода жидкости в пар. Если оставить воду в открытом сосуде на длительное время, можно заметить, что ее уровень понижается, хотя она и не кипела в этом промежутке времени. Вода из жидкого состояния переходит в газообразное состояние (пар) при любых условиях. В этом случае говорят, что вода испаряется. Испарение, в отличие от кипения, — очень медленный процесс. Молекулы жидкости отрываются от ее свободной поверхности и уходят в окружающую среду. Именно так происходит испарение воды с поверхности рек, озер, водоемов, морей и океанов. Так высыхает лужа или земля после дождя. Процесс испарения происходит только со свободной поверхности жидкости. Там, где жидкость имеет свободную поверхность, всегда происходит ее испарение.

В процессе испарения большую роль играет воздух. Сам по себе он не мешает воде испаряться. Как только мы откроем поверхность жидкости, молекулы воды начнут переходить в ближайший слой воздуха. Плотность пара в этом слое будет быстро расти и через небольшой отрезок времени

давление пара станет равным упругости, характерной для данной температуры среды. При этом упругость пара будет в точности такой же, как и при отсутствии воздуха.

Переход пара в воздух не означает возрастания его давления. Общее давление среды в пространстве над водной поверхностью не возрастает, увеличивается лишь вклад пара в создание этого давления. Вклад воздуха в создание этого давления уменьшается, так как он вытесняется паром.

Над водой имеется пар, перемешанный с воздухом. Выше этого слоя пара находится воздух без пара. Так как между этими слоями нет непроницаемой границы, пар будет проникать в верхние слои воздуха. На его место в нижний слой будет поступать воздух, не содержащий молекул воды, поэтому в ближайшем к воде слое будут все время освобождаться места для новых молекул воды. Вода будет непрерывно испаряться, поддерживая давление водяного пара у поверхности равное упругости. Процесс будет продолжаться до тех пор, пока вода не испарится полностью.

Чем больше упругость, тем больше пара в прилегающем слое воздуха и тем быстрее жидкость испаряется. Как известно, упругость пара возрастает с увеличением температуры, поэтому скорость испарения воды увеличивается при ее нагреве.

На скорость испарения можно повлиять и другим способом. Если необходимо ускорить испарение, необходимо быстро отвести пар от жидкости, то есть ускорить его перемешивание с воздухом. Именно поэтому вода интенсивнее испаряется в ветреную погоду.

По своим свойствам пар является реальным газом. При высоких давлениях и относительно низких температурах свойства реального газа отличаются от свойств идеального газа. Наиболее отчетливо это отличие характеризует отношение  $pV/(mR_0T) = z$ .

Для идеального газа величина  $z = 1$ , а для реального газа она зависит от давления и температуры газа, причем может быть как больше, так и меньше единицы, то есть  $z \neq 1$ . Величину  $z$  называют *коэффициентом сжимаемости* газа.

Осуществим процесс 1-3 (рис. 6.8) в обратном направлении, то есть будем охлаждать пар. Достигнув точки  $b$  и учитывая изложенное выше, мы должны заключить, что в этой точке пар должен конденсироваться (и так всегда происходит). Пока весь пар не конденсируется, его температура не понизится. Следовательно, левее точки  $b$  пара уже нет (есть только жидкость). Тем не менее, в некоторых случаях удается переохладить пар, зайдя левее точки  $b$  на несколько градусов. В этом случае пар оказывается переохлажденным. Чтобы пар переохладился, он должен быть очень чистым (не содержать мелких инородных частиц) и не соприкасаться с жидкостью. Такой пар очень неустойчивый. Иногда достаточно толчка или брошенной в пространство пара крупинки, чтобы запоздавшая конденсация началась немедленно.

С другой стороны, правее точки  $b$  (рис. 6.8) жидкость существовать не может, так как на линии  $DC$  жидкость полностью должна перейти в пар. Тем не менее, проведя особенно тщательный опыт, можно перегреть жидкость (зайти в область перегретого пара всего на несколько градусов). В этом случае жидкость будет перегретой.

Перегреть жидкость можно двумя способами.

Первый способ заключается в следующем. Чистую воду, то есть не содержащую никаких примесей (что очень трудно получить), помещают в сосуд, закрывающий поверхность жидкости со всех сторон (жидкость не имеет свободной поверхности). Это можно сделать в цилиндре с подвижным поршнем. Поршень закроет свободную поверхность жидкости сверху. После этого жидкость нагревают. При нагревании она несколько расширится, что приведет к небольшому подъему поршня. Давление же внешней среды на жидкость не изменится. Достигнув точки  $b$  в процессе 1-3 (рис. 6.8), жидкость должна закипеть и ее температура не должна изменяться, пока она полностью не выкипит. Но в точке  $b$  жидкость не закипит, а несколько «задержится» и закипит правее этой точки.

Перегрев — это сдвиг жидкости в область пара, поэтому перегрев жидкости можно осуществить не только ее нагревом (как описывалось выше), но и уменьшением ее давления.

Чистую воду помещают в цилиндр с подвижным поршнем. Поршень и стенки цилиндра смачиваются водой. Если поршень потянуть вверх, то вода, сцепленная с дном поршня, последует за ним. Слой воды, уцепившийся за поршень, потянет за собой следующий слой воды и так далее. Давление жидкости будет понижаться (процесс 1-2; рис. 6.8). Достигнув точки  $a$ , жидкость должна закипеть. Но жидкость несколько «задержится» в таком состоянии и перейдет в область пара (ниже точки  $a$ ).

С качественной точки зрения поведение паров различных веществ одинаково, поэтому все приводимые ниже закономерности для наиболее распространенного в природе водяного пара действительны для паров других веществ.

Рассмотрим процесс парообразования воды (процесс перехода воды из жидкого состояния в газообразное состояние), который можно осуществить в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 6.11). На поршень действует сила тяжести, которую можно считать постоянной ( $G = mg \approx idem$ ). Это означает, что на жидкость воздействует постоянное внешнее давление, равное  $p = G/F = mg/F$ , где  $F$  — площадь поршня;  $m$  — масса поршня;  $g$  — ускорение свободного падения тела.

Пусть в исходном состоянии вода имеет температуру  $t_1$ , соответствующую точке 1 (рис. 6.11). Точка 1 находится на линии  $A_1A$  (рис. 6.12), называемой кривой плавления льда. Левее кривой  $A_1A$  расположена область льда, правее линии  $A_1A$  расположена область жидкости, поэтому точка 1 (рис. 6.11; 6.12) соответствует холодному состоянию жидкости. В состоянии 1 (рис. 6.11; 6.12) жидкость имеет удельный объем  $V_{m,1}$ .

С помощью нагревателя будем подводить к жидкости энергию в тепловой форме (будем нагревать жидкость). В этом случае ее температура будет увеличиваться и в некоторый момент, соответствующий точке 2 (рис. 6.11; 6.12), жидкость начнет кипеть. При нагревании тела расширяются, поэтому в процессе 1-2 (рис. 6.11; 6.12) удельный объем жидкости увеличится от  $V_{m,1}$  до  $V_{m,2}$ . Так как жидкость при нагревании расширяется, подвижный поршень (рис. 6.11) несколько поднимется. Температура кипящей жидкости в точке 2 (рис. 6.11) равна  $t_s$ . Температуру  $t_s$  называют *температурой кипения* или *температурой насыщения*. В точке 2 (рис. 6.11) на дне

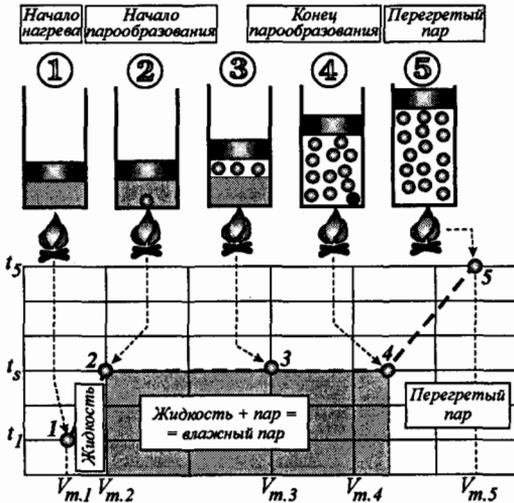


Рис. 6.11. Диаграмма фазового превращения воды

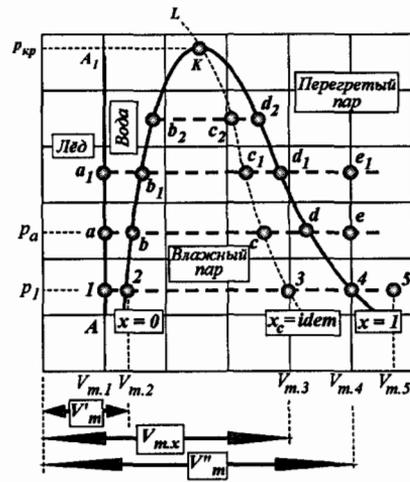


Рис. 6.12. Диаграмма фазовых превращений воды

цилиндра появляются первые пузырьки пара, которые поднимаются на свободную поверхность жидкости.

Как известно, значение температуры кипения (насыщения)  $t_s$  зависит от природы вещества (жидкости) и внешнего давления. Внешнее давление, соответствующее температуре кипения (насыщения) жидкости  $t_s$ , называется *давлением насыщения*. В данном случае оно равно  $p_1$  (рис. 6.12).

В процессе 2-4 (рис. 6.11; 6.12) жидкость интенсивно испаряется из-за кипения при постоянной температуре, равной  $t_s$ . Пар, поднимающийся на поверхность жидкости, поднимает поршень (рис. 6.11), поэтому внешнее давление на свободную поверхность жидкости не изменяется ( $p_1 = idem$ ). Это означает, что в процессе 2-4 (рис. 6.11; 6.12) жидкость кипит при постоянной температуре, равной  $t_s = idem$ , и постоянном внешнем давлении, равном  $p_1 = p_2 = p_3 = p_4 = idem$ .

Если в процессе 1-2 (рис. 6.11; 6.12) в цилиндре (рис. 6.11) происходит нагрев только жидкости, то в процессе 2-4 (рис. 6.11; 6.12) энергия в тепловой форме подводится уже к двухфазной гетерогенной системе жидкость — пар.

Система жидкость-пар образует влажный (или насыщенный) пар. Влажный (насыщенный) пар состоит из кипящей жидкости и образующегося из нее сухого насыщенного пара (рис. 6.13). Любое промежуточное состояние воды между точками 2 и 4 (например, состояние 3; (рис. 6.11; 6.12)) соответствует влажному насыщенному пару, состоящему из кипящей жидкости и образующегося из нее пара. В процессе кипения температура и давление жидкости не изменяются ( $t_s = idem$ ;  $p_1 = idem$ ). Так как пар находится в непосредственном контакте с кипящей жидкостью, его температура и давление также не изменяются.

Исходя из равенства температур кипящей жидкости и образующегося из нее пара, насыщенным называют такой пар, который образуется из

кипящей жидкости и температура которого равна температуре жидкости. Можно дать и более точное определение насыщенного пара. Насыщенным называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. Динамическое равновесие заключается в том, что количество молекул, вылетающих из воды в паровое пространство, равно количеству молекул, конденсирующихся на ее поверхности. В паровом пространстве при этом равновесном состоянии находится максимально возможное при данной температуре число молекул. При увеличении температуры число молекул, обладающих энергией, достаточной для вылета в паровое пространство, увеличивается. Равновесие восстанавливается за счет возрастания давления пара, которое ведет к увеличению его плотности и, следовательно, количеству молекул, конденсирующихся на поверхности воды в единицу времени.

Таким образом, образующийся над кипящей жидкостью пар можно назвать сухим насыщенным паром (если в нем нет капель жидкости), так как его температура равна температуре кипящей жидкости. Сухой насыщенный пар вместе с жидкостью (капельками жидкости) образует влажный<sup>1</sup> насыщенный пар.

При непрерывном подводе к кипящей жидкости энергии в тепловой форме наступает состояние 4 (рис. 6.11; 6.12), характеризующееся тем, что жидкость полностью испаряется. В этом состоянии в цилиндре (рис. 6.11) остается только сухой насыщенный пар, а жидкость отсутствует, при этом температура сухого насыщенного пара равна температуре кипевшей до этого жидкости. Именно поэтому в точке 4 пар считают насыщенным.

Нетрудно представить, что при непрерывном подводе к жидкости энергии в тепловой форме состояние 4 (рис. 6.11; 6.12) может существовать только очень непродолжительное время. Дальнейший подвод энергии в тепловой форме к сухому насыщенному пару (состояние 4) мгновенно переводит его в состояние перегретого пара (состояние 5; рис. 6.11; 6.12), так как увеличивается его температура. В состоянии 5 (рис. 6.11; 6.12) температура перегретого пара превышает температуру сухого насыщенного пара (состояние 4). Непрерывное нагревание перегретого пара приводит к непрерывному увеличению его температуры.

Пар называется *перегретым*, если его температура  $t$  выше температуры кипения жидкости  $t_s$ , из которой он получился.

Разность температур перегретого и сухого насыщенного пара  $\Delta t = t - t_s$  называют степенью перегрева пара. Чем больше при данном давлении температура перегретого пара, тем больше степень его перегрева и тем больше его удельный объем.

Следует заметить, что перегретый пар до недавнего времени широко использовался в паровых машинах (двигателях). Особенно широко перегретый пар использовался в паровозах, еще до недавнего времени бывших главными тружениками железных дорог. В них вода испарялась в специальных котлах при повышенном давлении (насколько позволяла конструкция котла), поэтому образующийся из нее пар имел высокую температуру. Естественно, что температура влажного насыщенного пара

<sup>1</sup> Строго говоря, влажным паром называется двухфазная смесь, представляющая собой пар с взвешенными в нем капельками жидкости.



Рис. 6.13. Образование влажного насыщенного пара

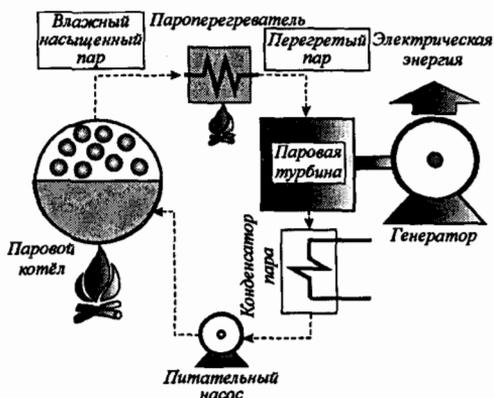


Рис. 6.14. Простейшая схема устройства для получения перегретого пара

(пара, находившегося над свободной поверхностью кипящей жидкости) ограничена, так как зависит от давления. Давление, которое можно создать внутри котла, ограничено прочностью его конструкции. Этот недостаток паровых котлов был одним из главных недостатков паровых двигателей, так как не позволял увеличивать их КПД. Чем выше температура рабочего тела, тем выше КПД теплового двигателя, поэтому получаемый в котле насыщенный пар, перегревали, чтобы увеличить его температуру. Схема простейшего устройства для получения перегретого пара приведена на рис. 6.14.

Вода с помощью питательного насоса нагнетается в паровой котел. В паровом котле вода с помощью нагревателя нагревается до температуры кипения (насыщения). Образующийся влажный пар собирается в паровом пространстве. Пар имеет температуру кипящей жидкости. Из-за конструктивных сложностей создать котел, работающий при повышенном давлении, очень трудно. В этой связи температура кипения жидкости относительно небольшая, поэтому будет также небольшой и температура пара, образующегося из этой кипящей жидкости. Из котла влажный пар поступает в пароперегреватель, где он быстро становится сухим (подсушивается) и перегревается. Перегретый пар, имеющий большую температуру, поступает к потребителям.

Наиболее совершенными и экономичными в настоящее время являются прямоточные котлы проф. Л. К. Рамзина, впервые построенные в Советском Союзе в 1931 г.

Основой конструкции прямоточного котла (рис. 6.15) является большой трубчатый змеевик 2, винтообразно расположенный по внутренним стенкам топки. Отдельные части этого змеевика в процессе получения пара играют различную роль.

Котел действует следующим образом. В топку через форсунку 1 (рис. 6.15) вводится жидкое топливо. Поток раскаленных продуктов сгорания омывает последовательно кипяtilьные трубки 2, пароперегреватель 3, экономайзер 4, воздухонагреватель 5 и выходит в дымовую трубу 6. Питательный насос 7 под большим давлением нагнетает воду в экономайзер 4, где она нагревается до кипения и затем попадает в кипяtilьные

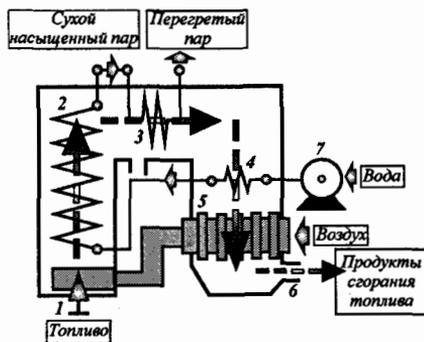


Рис. 6.15. Схема прямооточного котла

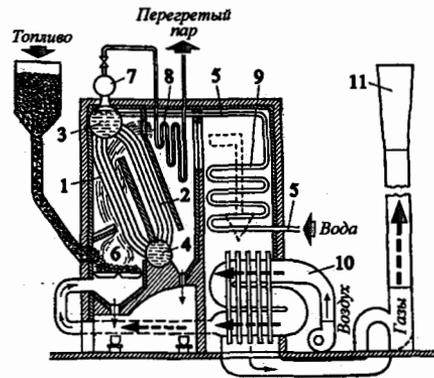


Рис. 6.16. Схема водотрубного котла

трубки 2. Здесь вода закипает и превращается в сухой насыщенный пар, который через пароперегреватель 3 направляется в паровую машину. После пароперегревателя 3 пар становится перегретым.

В теплообменнике 5 происходит нагрев воздуха, поступающего к форсунке 1 (в топку), чем обеспечивается эффективное сгорание жидкого топлива. Движение воды в прямооточном котле осуществляется «принудительно» с помощью насоса 7.

Высота большого прямооточного парового котла достигает 35 м, в сутки он сжигает 40...50 вагонов каменного угля. Обслуживание такого котла механизировано.

Большое распространение в современной технике, благодаря своим достоинствам, получили водотрубные котлы (рис. 6.16).

В этих котлах вода циркулирует по системе, состоящей из большого количества изогнутых трубок 1-2, концы которых присоединены к цилиндрическим барабанам 3 и 4. Вода, питающая котел, поступает в него через трубу 5, трубы 1-2 омываются снаружи горячими газами. Пучок труб 1 расположен в топочной камере 6, вода в них кипит и частично превращается в пар, образуя пароводяную смесь. Пучок труб 2 находится вне топки, вода в них холоднее и имеет большую плотность, чем в пучке труб 1, поэтому столб воды в пучке труб 2 оказывает большее давление на воду, находящуюся в барабане 4, чем столб воды, находящийся в пучке труб 1. Вода в пучке труб 2 опускается, а в пучке труб 1 поднимается к верхнему барабану 3. Таким образом, вода из пучка труб 2 через барабан 4 попадает в кипящие трубы 1. Возникает очень интенсивная циркуляция воды по замкнутому контуру 1-3-2-4-1. Пар, поступающий в барабан 3, через сухопарник 7 идет в паровую машину или паровую турбину.

С помощью ряда устройств в водотрубном котле достаточно полно используется внутренняя энергия продуктов сгорания: выйдя из топки 6, продукты горения топлива проходят через пароперегреватель 8, подогреватель (экономайзер) воды 9, подогреватель воздуха 10 и выходят в трубу 11, имея сравнительно небольшую температуру (150...200°C).

В экономайзере 9 вода подогревается, прежде чем попасть в котел. Очевидно, чем выше температура этой воды, тем меньше топлива потребуются для обращения ее в пар. Таким образом, экономайзер 9 позволяет

улучшить экономические показатели работы котельной установки. Проходя через подогреватель 10, воздух нагревается, чем обеспечивается его хорошее смесеобразование с топливом и наиболее полное сгорание последнего.

В пароперегревателе 8 поступающий из барабана 3 сухой насыщенный пар превращается в перегретый пар. Благодаря всем этим устройствам, в паровом котле используется до 85...90% химической энергии топлива, а дымовые газы уносят в атмосферу лишь небольшое количество тепловой энергии.

По своим достоинствам водотрубные котлы превосходят котлы других типов, имеющих такую же поверхность нагрева: они экономичнее, дают гораздо больше пара, занимают меньше места, требуют для своего изготовления меньше металла. Изогнутые кипящие трубы упруги, благодаря чему при расширении котла от нагревания они гнутся, но не ломаются.

Таким образом, в водотрубном котле, в отличие от прямоточного котла, происходит естественная циркуляция жидкости.

Давление перегретого пара в современных котлах доводится до 25 МПа при температуре перегрева 600°C, а паропроизводительность — до 500 т/ч.

В связи с уменьшением запасов нефти, газа, возможно, что через некоторое время человечество снова обратит свои взоры на эти тепловые двигатели (машины).

Для описания свойств влажного пара применяют особый параметр, называемый *степенью сухости* (обозначается  $x$ ). Этот параметр представляет собой отношение массы сухого насыщенного пара  $m_{с.п}$  (он находится над кипящей жидкостью) ко всей массе влажного пара  $m_{в.п}$ :

$$x = \frac{m_{с.п}}{m_{в.п}} = \frac{m_{с.п}}{m_{с.п} + m_{ж}}, \quad (6.1)$$

где  $m_{с.п}$  — масса сухого насыщенного пара, находящегося над кипящей жидкостью;  $m_{ж}$  — масса кипящей жидкости.

Величина  $(1 - x)$  называется *степенью влажности* пара.

Если жидкость не кипит (например, точка 1; (рис. 6.11; 6.12)), то над ней нет пара. В этом случае масса сухого насыщенного пара равна нулю ( $m_{с.п} = 0$ ). Степень сухости образующегося из нее пара (точнее, не образующегося пара) равна также нулю:

$$x = \frac{m_{с.п}}{m_{с.п} + m_{ж}} = \frac{0}{0 + m_{ж}} = 0.$$

Степень влажности пара в этом случае равна  $(1 - x) = 1 - 0 = 1$ .

Для состояния 4 (рис. 6.11; 6.12) характерно отсутствие кипящей жидкости ( $m_{ж} = 0$ ), так как пар находится в сухом насыщенном состоянии. Степень сухости пара в состоянии 4 (рис. 6.11; 6.12) равна единице:

$$x = \frac{m_{с.п}}{m_{с.п} + m_{ж}} = \frac{m_{с.п}}{m_{с.п} + 0} = 1.$$

Степень влажности пара в этом случае равна нулю:  $(1 - x) = 1 - 1 = 0$ .

Следовательно, степень сухости пара изменяется в следующих пределах  $0 \leq x \leq 1$ .

Как видно на рис. 6.11; 6.12, процесс получения перегретого пара в общем случае состоит из трех последовательных стадий:

1. Подогрев жидкости от исходной температуры  $t_1$  до температуры кипения (насыщения)  $t_s$  (от состояния 1 до состояния 2);
2. Кипение жидкости (получение сухого насыщенного пара из кипящей жидкости при постоянной температуре  $t_s$  (от состояния 2 до состояния 4));
3. Превращение сухого насыщенного пара в перегретый пар путем увеличения его температуры, т. е.  $t > t_s$  (от состояния 4 до  $i$ -го состояния, в котором  $t_i > t_s$ ).

Напомним, что состояние сухого насыщенного пара (точка 4; рис. 6.11; 6.12) крайне неустойчиво, так как даже при самом незначительном подводе или отводе энергии в тепловой форме он превращается либо в перегретый пар (при подводе энергии), либо во влажный насыщенный пар (при отводе энергии).

Из рассмотренного выше процесса парообразования следует также, что в присутствии кипящей жидкости пар может быть только влажным насыщенным (хотя отдельно от жидкости его можно рассматривать в виде сухого насыщенного пара). При подводе к нему энергии в тепловой форме он подсушивается и только после того, как его степень сухости становится равной 1 ( $x = 1$ ), начинается процесс его перегрева.

Значение  $x = 0.85$  означает, что влажный пар состоит из 85% сухого насыщенного пара и 15% жидкости. Если в этом случае масса жидкой фазы до кипения была равна  $m_{ж} = 1$  кг, то степень сухости влажного пара, равная  $x = 0.85$ , указывает на то, что такой пар состоит из сухого насыщенного пара массой  $m_{с.п} = 850$  г и жидкости массой  $m_{ж} = 150$  г.

В реальных условиях все три стадии получения перегретого пара протекают при постоянном давлении и на термодинамических диаграммах (рис. 6.12) изображаются изобарой. На фазовой диаграмме (рис. 6.12) линия 1-2-3-4-5 изображает процесс получения перегретого пара при постоянном давлении ( $p_1 = idem$ ). Участок 1-2 изобары 1-5 отражает процесс подогрева жидкости от исходной температуры ( $t_1 = 0^\circ\text{C}$ ) до температуры насыщения (кипения)  $t_2 = t_s$ . При нагревании температура и удельный объем жидкости  $V_m$  увеличиваются (рис. 6.11). При нагревании все тела расширяются. В точке 2 (рис. 6.12) начинают появляться первые пузырьки пара. Следовательно, в точке 2 (рис. 6.12) сухой пар над жидкостью отсутствует, то есть  $m_{с.п} = 0$ . В соответствии с зависимостью (6.1) для точки 2 имеем

$$x_2 = \frac{m_{с.п}}{m_{с.п} + m_{ж}} = 0.$$

Следовательно, в точке 2 (рис. 6.12) степень сухости пара равна нулю, так как он вообще отсутствует.

Ранее отмечалось, что температура кипения (насыщения) жидкости зависит от внешнего давления, действующего на поверхность жидкости. Чем больше внешнее давление на жидкость, тем выше температура ее кипения  $t_s$ . Если повысить внешнее давление, действующее на жидкость, от значения  $p_1$  до значения  $p_a$  (рис. 6.12), то она начнет кипеть при большей температуре. Чем больше нагревается тело, тем больше оно расширяется. В этом случае удельный объем жидкости изменится на большую величину

по сравнению с предыдущим случаем ( $V_{m,b} > V_{m,2}$ ). Следовательно, на фазовой диаграмме (рис. 6.12) точка  $b$  будет располагаться правее точки 2.

Если внешнее давление еще увеличить, температура кипения жидкости также увеличится. При дальнейшем нагревании жидкость еще больше расширится, поэтому ее удельный объем еще больше изменится по сравнению с предыдущим случаем. Точка  $b_1$  относительно точки  $b$  сместится вправо. Следовательно, при повышении внешнего давления кривая начала кипения жидкости ( $x = 0$ ) отклоняется вправо. Кривую  $2-b-b_1-b_2-K$ , соответствующую началу кипения жидкости при различных внешних давлениях, называют пограничной кривой жидкости, характеризующей степенью сухости пара, равной  $x = 0$  (сухой насыщенный пар в начале кипения жидкости отсутствует).

Точка 4 (рис. 6.12) соответствует полному испарению последней капли жидкости при температуре кипения  $t_s$  и внешнем давлении  $p_1$ . В цилиндре (рис. 6.11) находится только сухой насыщенный пар, так как его температура равна температуре кипевшей до этого момента жидкости  $t_s$ . В соответствии с зависимостью (6.1) для точки 4 (рис. 6.12) имеем

$$x_4 = \frac{m_{c.п}}{m_{c.п} + m_{ж}} = 1, \quad [m_{ж} = 0].$$

В процессе  $2-4$  кипения (испарения) жидкости удельный объем влажного пара, состоящего из кипящей жидкости и сухого пара, находящегося над ней, увеличивается. Это происходит из-за того, что тела в газообразном состоянии занимают больший объем, чем в жидком. В процессе  $2-4$  масса пара увеличивается, а масса жидкости — уменьшается. В точке 4 сухой насыщенный пар находится под внешним давлением, равным  $p_1$ , его удельный объем равен  $V_{m,4}$ . Если внешнее давление увеличить от  $p_1$  до  $p_a$ , то объем сухого насыщенного пара уменьшится (при сжатии объем газа уменьшается), поэтому уменьшится также и его удельный объем ( $V_{m,d} < V_{m,4}$ ). По этой причине, с увеличением давления, действующего на сухой насыщенный пар, кривая  $4-d-d_1-d_2-K$  (рис. 6.12), соответствующая состоянию сухого насыщенного пара  $x = 1$ , отклоняется влево.

Кривую  $4-d-d_1-d_2-K$  называют *пограничной кривой пара*. Правее этой кривой пар находится в перегретом состоянии, так как его температура больше температуры, при которой кипела до полного испарения жидкость ( $t_5 > t_4 = t_s$ ). Пограничные кривые жидкости ( $x = 0$ ) и пара ( $x = 1$ ) сходятся в критической точке  $K$ .

Из рис. 6.12 видно, что пограничные кривые  $x = 0$  и  $x = 1$  ограничивают область влажного пара, являющейся областью перехода вещества из жидкой фазы в паровую (газообразную) фазу. Внутри этой области можно определить бесчисленное количество точек, в которых состояние пара определяется одинаковой степенью сухости  $x_i = idem$  при различных давлениях. Соединив эти точки линиями, получим бесчисленное количество кривых постоянной сухости пара, сходящихся в критической точке  $K$  (рис. 6.12). Одна из таких кривых постоянной сухости пара ( $x_c = idem$ ) приведена на рис. 6.12 (линия  $3-c-c_1-c_2-K$ ). Кривая  $KL$  считается условной границей, разделяющей перегретый пар и жидкость при значениях параметров (давления и температуры), превышающих критические значения.

При расчетах технических устройств для получения перегретого водяного пара (котлоагрегатов) в качестве исходной температуры воды принимают значение, равное  $t_0 = 0^\circ\text{C}$  ( $T_0 = 273.15\text{ K}$ ). При такой температуре  $1\text{ м}^3$  воды имеет массу  $1000\text{ кг}$ , поэтому при этой температуре ее удельный объем равен

$$V_{m,0} = \frac{1\text{ м}^3}{1000\text{ кг}} = 0.001\text{ м}^3/\text{кг}.$$

В этом случае линия  $AA_1$  (рис. 6.12) будет соответствовать состояниям так называемой холодной жидкости при разных давлениях, имеющей температуру  $t_0 = 0^\circ\text{C}$  ( $T_0 = 273.15\text{ K}$ ). Линия  $AA_1$  представляет собой изотерму холодной жидкости. С увеличением давления объем жидкости изменяется незначительно (жидкости сжимаются очень трудно), следовательно, удельный объем жидкости при увеличении внешнего давления изменяется очень мало (можно считать, что почти не изменяется). Из-за незначительной сжимаемости воды линия  $AA_1$  представляет собой почти вертикальную линию (реально она чуть наклонена влево, так как при увеличении внешнего давления жидкость незначительно уменьшает свой объем, поэтому уменьшается также ее удельный объем).

Область левее линии  $AA_1$  (рис. 6.12) соответствует равновесному сосуществованию твердой и жидкой фаз воды (лед + жидкость). Правее изотермы  $AA_1$  лежит область жидкого состояния воды (до пограничной кривой жидкости  $2-b-b_1-b_2-K$ ).

## 6.3. АНАЛИЗ ТРЕХ СТАДИЙ ПОЛУЧЕНИЯ ПЕРЕГРЕТОГО ПАРА

### 6.3.1. Задачи анализа

В задачу анализа трех стадий получения перегретого пара входят:

1. Установление для каждой из стадий особенностей начального и конечного состояний вещества.
2. Определение изменений внутренней энергии  $\Delta U$ , энтальпии  $\Delta H$  и энтропии  $\Delta S$ .
3. Определение количества тепловой энергии, затрачиваемой на каждой из стадий получения перегретого пара и в целом.

Так как пар является реальным газом, то для определения изменения его внутренней энергии  $\Delta U$  нельзя пользоваться соотношением

$$\Delta U = mc_V(t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}),$$

где  $m$  — масса вещества;  $c_V$  — удельная теплоемкость вещества при постоянном объеме;  $t_{\text{кон}}$  — конечная температура вещества в некотором процессе;  $t_{\text{нач}}$  — начальная температура вещества в этом же процессе.

Это объясняется тем, что внутренняя энергия реального газа (пара) зависит не только от его температуры, но и от объема  $t$ . е.

$$\Delta U \neq mc_V(t_{\text{кон}} - t_{\text{нач}}).$$

На основании первого закона термодинамики можно записать:

$$\Delta U = Q_p - W = Q_p - p \cdot \Delta V, \quad [p = idem], \quad (6.2)$$

$$\Delta H = H_{кон} - H_{нач} = Q_p - V \cdot \Delta p = Q_p, \quad [p = idem], \quad (6.3)$$

где  $Q_p$  — количество энергии в тепловой форме, которым обмениваются рассматриваемая термодинамическая система и окружающая среда;  $W$  — количество энергии в механической форме, которым обмениваются рассматриваемая термодинамическая система и окружающая среда;  $V$  — объем термодинамической системы;  $\Delta V$  — изменение объема термодинамической системы;  $p$  — давление термодинамической системы;  $\Delta p$  — изменение давления термодинамической системы.

Для расчета изменения энтропии термодинамической системы в ходе некоторого процесса можно воспользоваться выражением

$$\Delta S = S_{кон} - S_{нач} = \int_{S_{нач}}^{S_{кон}} dS = \int_{T_{нач}}^{T_{кон}} \frac{\delta Q_p}{T}. \quad (6.4)$$

### 6.3.2. Процесс подогрева воды до температуры насыщения (кипения)

В теплотехнике в качестве начальной точки отсчета изменения внутренней энергии  $\Delta U$ , энтальпии  $\Delta H$  и энтропии  $\Delta S$  для воды принята тройная точка (точка  $D$ ; рис. 6.1), в которой вода может одновременно существовать в твердом, жидком и газообразном состояниях. Тройная точка воды на рис. 6.12 находилась бы в точке пересечения линий  $AA_1$  и  $x = idem$ . Каждому веществу в тройной точке соответствуют определенные значения параметров состояния. Для воды значения параметров в тройной точке равны следующим значениям:

$$p_{тт} = 0.00061 \text{ МПа}; \quad T_{тт} = 273.16 \text{ К}; \quad V_{тт} = 0.001 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

В тройной точке воды принято считать, что  $U_0 = 0$ ,  $H_0 = 0$  и  $S_0 = 0$ .

При передаче жидкости энергии в тепловой форме ее температура будет увеличиваться и в конце процесса 1–2 (рис. 6.11; 6.12) станет равной температуре кипения (насыщения)  $T_s(t_s)$ . В этом процессе температура воды изменится от  $t_1 = 0^\circ\text{C}$  до  $t_1 = t_2 = t_s$ . Температура кипения жидкости зависит от давления ( $t_s = f(p)$ ). С увеличением давления возрастает температура кипения жидкости  $t_s$ . Эта зависимость устанавливается экспериментально и приводится в справочных таблицах. Полученные таким образом параметры воды, соответствующие пограничным кривым жидкости ( $x = 0$ ) и сухого насыщенного пара ( $x = 1$ ), приведены в Приложениях 1 и 2, а параметры перегретого пара — в Приложении 3.

Процесс 1–2 (рис. 6.12) нагрева жидкости до температуры кипения (насыщения) происходит при постоянном объеме  $p_1 = idem$ . Температура жидкости возрастает от  $t_1 = t_0 = 0^\circ\text{C}$  до  $t_2 = t_s$ . Для нагрева жидкости

сообщается некоторое количество энергии в тепловой форме

$$Q_{p,1-2} = Q_{\text{ж}} = H_2 - H_1 = H_2 - H_0 = m \int_{t_1}^{t_2} c_{p,\text{ж}} dt,$$

где  $Q_{p,1-2}$  — количество энергии, подведенной к рабочему телу в тепловой форме в процессе 1-2 (рис. 6.12);  $H_2$  — энтальпия жидкости в конечной точке процесса нагревания жидкости;  $H_1 = H_0$  — энтальпия жидкости в начальной точке процесса нагревания жидкости;  $m$  — масса жидкости;  $t_2$ ,  $t_1$  — температура жидкости соответственно в конце процесса нагревания и начале процесса нагревания.

Температура жидкости в конце процесса нагревания равна температуре насыщения (кипения), т. е.  $t_2 = t_s$ .

Для 1 кг жидкости приведенная выше зависимость будет иметь вид

$$q_{p,1-2} = q_{\text{ж}} = h_2 - h_1 = h_2 - h_0 = \int_{t_1}^{t_2} c_{p,\text{ж}} dt.$$

Величину  $Q_{\text{ж}}$  называют теплотой жидкости, а величину  $q_{\text{ж}}$  — удельной теплотой жидкости. Теплота жидкости  $Q_{\text{ж}}$  — это такое количество тепловой энергии, которое необходимо сообщить жидкости для нагревания ее до температуры кипения (насыщения)  $t_s$ . Удельная теплота жидкости  $q_{\text{ж}}$  — это такое количество тепловой энергии, которое необходимо сообщить 1 кг жидкости для нагревания ее до температуры кипения (насыщения)  $t_s$ .

Условимся о следующих обозначениях:

- параметры жидкости и пара на пограничной кривой жидкости 2- $b$ - $b_1$ - $b_2$ - $K$  (рис. 6.12) будем обозначать соответствующим символом с одним штрихом вверху ( $H'$ ,  $Q'$ ,  $S'$ );
- параметры сухого насыщенного пара на пограничной кривой пара 4-4 $d$ - $d_1$ - $d_2$  $K$  будем обозначать соответствующими символами с двумя штрихами вверху ( $H''$ ,  $Q''$ ,  $S''$ ).

С учетом принятых обозначений приведенные выше зависимости можно записать в виде:

$$Q_{p,\text{ж}} = Q_{p,1-2} = H' - H_0 = H' = m \int_{t_1}^{t_2} c_{p,\text{ж}} dt, \quad [H_0 = 0];$$

$$q_{p,1-2} = q_{\text{ж}} = h_2 - h_1 = h' = \int_{t_1}^{t_2} c_{p,\text{ж}} dt.$$

Полагая, что  $c_{p,\text{ж}} = \text{idem}$ , последние выражения будут иметь вид:

$$Q_{p,\text{ж}} = H' - H_0 = H' = m c_{p,\text{ж}} (t_2 - t_1);$$

$$q_{p,\text{ж}} = h_2 - h_1 = h' = c_{p,\text{ж}} (t_2 - t_1).$$

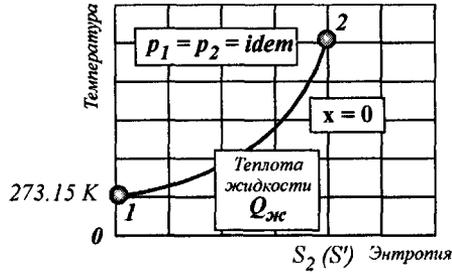


Рис. 6.17. Изменение энтропии жидкости в процессе ее нагрева до температуры кипения

Так как температура воды в точке 1 (рис. 6.12) равна нулю ( $t_1 = 0^\circ\text{C}$ ), а в точке 2 — температуре насыщения ( $t_2 = t_s$ ), окончательно получим:

$$\left. \begin{aligned} Q_{p,ж} &= H' = mc_{p,ж}t_s \\ q_{p,ж} &= h' = c_{p,ж}t_s \end{aligned} \right\}. \quad (6.5)$$

Изменение внутренней энергии при нагреве воды от состояния 1 (рис. 6.12) до состояния 2 (кипения) можно получить, используя соотношение (6.2):

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_{1-2} &= Q_{p,ж} - p_s(V_2 - V_1) = Q_{p,ж} - p_s(V' - V_1) \\ \Delta u_{1-2} &= q_{p,ж} - p_s(V_{m,2} - V_{m,1}) = q_{p,ж} - p_s(V'_m - V_{m,1}) \end{aligned} \right\}, \quad (6.6)$$

где  $p_s$  — внешнее давление, при котором кипит жидкость;  $V'$  — объем жидкости на линии насыщения (в точке 2; рис. 6.12);  $V'_m$  — удельный объем жидкости на линии насыщения;  $V_1$  — объем холодной жидкости;  $V_{m,1}$  — удельный объем холодной жидкости.

Изменение энтропии в процессе 1-2 (рис. 6.12) равно

$$\begin{aligned} \Delta S &= S_2 - S_1 = S' - S_0 = \int_1^2 dS = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta Q_{p,ж}}{T} = m \int_{T_1}^{T_2} c_{p,ж} \frac{dT}{T} = \\ &= m \int_{T_1}^{T_2} c_{p,ж} \frac{dT}{T} = mc_{p,ж} \ln \frac{T_2}{T_1} = mc_{p,ж} \ln \frac{T_2}{273.16}, \quad (6.7) \\ &[T_1 = T_{mm} = 273.16 \text{ K}]; \end{aligned}$$

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} c_{p,ж} \frac{dT}{T} = c_{p,ж} \ln \frac{T_2}{T_1} = c_{p,ж} \ln \frac{T_2}{273.16}. \quad (6.7')$$

Выражение (6.7) показывает, что на тепловой диаграмме процесс нагрева воды (жидкости) до температуры кипения изображается логарифмической кривой (рис. 6.17).

Так как за нуль (начало) отсчета энтропии принято значение энтропии в тройной точке воды ( $S_0 = S_{mm} = S_1 = 0$ ), график процесса нагрева холодной жидкости должен пересекать ось ординат в точке  $T_0 = T_{mm} = 273.16 \text{ K}$ . Этот факт можно установить на основании зависимости (6.7). Так как

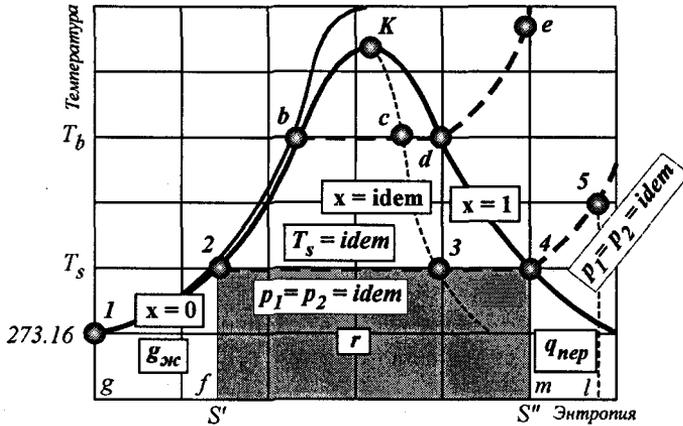


Рис. 6.18. График изобарного процесса получения перегретого пара

точка 1 является исходной, параметры жидкости в ней соответствуют тройной точке, следовательно  $S_1 = S_0 = 0$ . В точке 1 энтропия жидкости не изменяется, так как жидкость не нагревается (ей не сообщается энергия в тепловой форме):

$$\Delta S = S_1 - S_0 = mc_{p,ж} \ln \frac{T_1}{273.16} = 0.$$

Так как  $m \neq 0$  и  $c_{p,ж} \neq 0$ , то  $\ln \frac{T_1}{273.16} = 0$ . Из этого соотношения заключаем, что

$$T_1 = 273.16 \text{ K},$$

так как

$$\ln \frac{273.16}{273.16} = \ln 1 = 0.$$

Важной особенностью тепловой диаграммы (рис. 6.18) является то, что вплоть до давлений, близких к критическому значению (точка K), изобары жидкости (воды) практически совпадают с пограничной кривой жидкости 1-2-b-K. Поэтому участок 1-2 изобары парообразования, соответствующий нагреванию жидкости до температуры насыщения (кипения)  $T_s$  при данном постоянном давлении ( $p_1 = p_2 = idem$ ), на  $S - T$ -диаграмме изображен совпадающим с пограничной кривой жидкости ( $x = 0$ ). В действительности изобары подогрева воды на  $S - T$ -диаграмме носят более сложный характер и располагаются левее пограничной кривой жидкости ( $x = 0$ ). Однако, для упрощения расчетов их считают совпадающими с кривой  $x = 0$ , что слабо отражается на их точности (особенно в области небольших давлений). Площадь фигуры 1-2-f-g в некотором масштабе характеризует удельную теплоту жидкости  $q_{ж} = q_{1-2}$ , т. е. то количество тепловой энергии, которое необходимо сообщить 1 кг жидкости, чтобы довести ее до температуры кипения  $T_s$ .

### 6.3.3. Процесс парообразования

Дальнейший подвод энергии в тепловой форме к жидкости после достижения температуры кипения (насыщения)  $T_s$  приводит к интенсивному ее кипению в котлоагрегате. В процессе кипения жидкость постепенно переходит в пар, причем, это происходит не только у стенок котла, но и во всем объеме жидкости. Процесс кипения (испарения) жидкости происходит при постоянном значении температуры  $T_s = idem$  и давления  $p_1 = p_2 = p_s = idem$ . Давление пара в котлоагрегате с помощью автоматических устройств поддерживается постоянным. В противном случае, за счет испарения воды давление пара должно возрастать.

Напомним, что роль автоматического устройства, поддерживающего постоянное давление пара в системах охлаждения двигателей внутреннего сгорания автомобилей, автобусов, тракторов, танков, БМП, БТР, БМД выполняет паровой клапан (рис. 6.5; 6.6), устанавливаемый в наивысшей точке системы (как правило, в расширительном бачке системы). Поскольку давление пара в системе охлаждения поддерживается постоянным, температура кипения (насыщения) жидкости также будет постоянной. При этом, чем больше давление пара в системе охлаждения, тем больше температура кипения жидкости. Таким образом, паровой клапан позволяет увеличить температуру кипения жидкости, что благоприятно сказывается на работе двигателя. Тем не менее, значительно повысить температуру кипения жидкости в системе охлаждения крайне трудно, так как для этого требуется значительно повысить давление пара. Чем выше давление пара, тем больше давление жидкости в системе, что при превышении предельного значения по условиям прочности деталей системы охлаждения, может вывести их из строя. В реальных условиях стремятся повысить давление паров в системе охлаждения двигателя, но не чрезмерно.

На  $V$ - $p$ -диаграмме (рис. 6.12) процесс парообразования показан отрезком изобары 2-4, которая в данном диапазоне изменения удельного объема  $V_{m,2} - V_{m,4}$  ( $V'_m - V''_m$ ) совпадает с изотермой  $T_s = idem$  (горизонтальная прямая линия 2-4; рис. 6.11). На рис. 6.11 видно, что на участке 1-2 температура жидкости возрастает, а давление остается постоянным (рис. 6.12). Поэтому на участке 1-2 (рис. 6.12) изотерма и изобара не совпадают. На участке 2-4 (рис. 6.11; 6.12) происходит процесс парообразования при постоянном значении температуры  $T_s$  и давления  $p_s$ , поэтому изотерма и изобара совпадают<sup>1</sup> (рис. 6.18). В процессе парообразования 2-4 (рис. 6.12) удельный объем воды резко возрастает от  $V_{m,2}(V'_m)$  до  $V_{m,4}(V''_m)$ .

При нормальном атмосферном давлении  $p_s \approx 0.1$  МПа удельный объем жидкости на пограничной кривой ( $x = 0$ ) равен (точка 2; рис. 6.12) примерно  $V_{m,2} = V'_m = 0.001043$  м<sup>3</sup>/кг (см. Приложение 1), тогда как на пограничной кривой пара ( $x = 1$ ) он равен (точка 4) примерно  $V_{m,4} = V''_m = 1.696$  м<sup>3</sup>/кг. Следовательно, в процессе парообразования 2-4 (рис. 6.12) удельный объем воды увеличивается более чем в 1600 раз:

$$i = \frac{V''_m}{V'_m} = \frac{1.696[\text{кг}/\text{м}^3]}{0.001043[\text{кг}/\text{м}^3]} \approx 1600.$$

<sup>1</sup> Это свойство паровых процессов забывать нельзя.

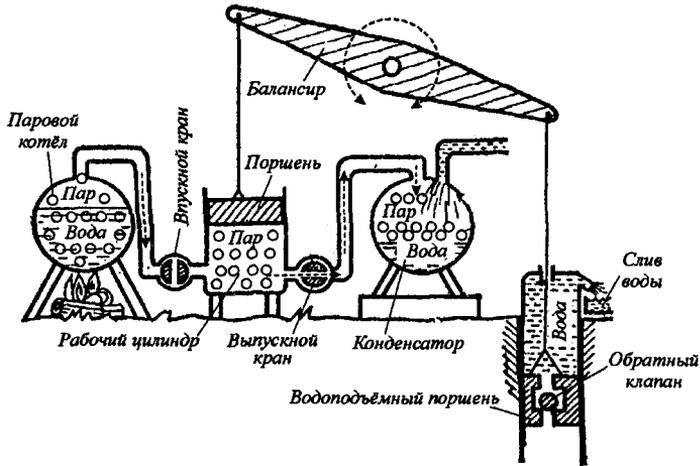


Рис. 6.19. Схема первой паровой машины Дж. Уатта с отдельным конденсатором пара

Следовательно, в обратном процессе 2–4 (рис. 6.12) перехода из газообразного состояния в жидкое состояние объем воды уменьшается более чем в 1600 раз. Это свойство воды было успешно реализовано при создании первых тепловых машин.

На рис. 6.19 представлена схема первой паровой машины Дж. Уатта — насоса с паровым приводом для поднятия воды из шахты.

В паровом котле вода нагревается до температуры кипения при данном внешнем давлении. При открытом впускном кране пар поступает под поршень, находящийся в паровом цилиндре. Давление пара увеличивается. Сила, приложенная к поршню со стороны пара, тоже увеличивается. В некоторый момент времени, когда сила давления пара, действующая на поршень снизу, становится больше силы атмосферного давления, приложенной к поршню сверху, последний начинает двигаться вверх, поворачивая балансир по часовой стрелке. В результате поворота балансира водоподъемный поршень опускается, а обратный клапан поднимается. Вода через отверстие в водоподъемном поршне перетекает вверх. Когда поршень в паровом цилиндре поднимается на допустимую высоту, впускной кран закрывают, а выпускной — открывают. Из-за того, что пар в цилиндре находится под относительно большим давлением, он начинает поступать через открытый выпускной кран в конденсатор. Частично давление пара в паровом цилиндре уменьшается, так как увеличивается его объем. Конденсатор снаружи охлаждается водой, поэтому температура попавшего в него пара резко уменьшается. При некоторой температуре пар начинает конденсироваться (переходить в жидкость). Давление пара в конденсаторе постепенно понижается (происходит его конденсация).

Так как конденсатор через открытый выпускной кран соединен с паровым цилиндром, давление пара будет падать и в нем. Сила давления пара, приложенная к поршню снизу, уменьшится, а сила атмосферного давления, приложенная к поршню сверху, не изменится (так как не изме-

няется атмосферное давление). Это приведет к тому, что сила атмосферного давления превысит силу давления пара внутри цилиндра. Поршень в паровом цилиндре будет опускаться вниз, выталкивая остатки пара в конденсатор, где он будет продолжать конденсироваться. Балансир в этом случае поворачивается против хода часовой стрелки, поднимая при этом, водоподъемный поршень вверх. При подъеме водоподъемного поршня обратный клапан закрывается, а поэтому вместе с поршнем поднимается вода из шахты. После полного опускания поршня в паровом цилиндре выпускной кран закрывается, а впускной — открывается и цикл работы машины повторяется.

Водоподъемный поршень совершает активный ход (поднимает воду) только при опускании поршня в паровом цилиндре. Поршень в паровом цилиндре опускается под действием силы атмосферного давления. Это происходит при конденсации пара, в результате чего объем воды уменьшается (более чем в 1600 раз). Уменьшение объема воды при конденсации приводит к падению давления пара.

Движение поршня в паровом цилиндре вверх при расширении жидкости (парообразовании) обеспечивает лишь пассивный ход (опускание) водоподъемного поршня. Таким образом, подъем воды из шахты происходит только за счет силы атмосферного давления, действующей на поршень сверху. Такие тепловые машины называют пароатмосферными. Это название обусловлено тем, что в этих машинах активное движение привода осуществляется за счет силы атмосферного давления при одновременной конденсации пара.

Производительность пароатмосферных машин была крайне низкой, так как сила атмосферного давления, прикладываемая к поршню в паровом цилиндре, зависит только от площади этого поршня (атмосферное давление человек произвольно изменять не может):

$$P_0 = p_0 F_n = p_0 \frac{\pi D^2}{4},$$

где  $P_0$  — сила атмосферного давления, приложенная к поршню сверху (рис. 6.19);  $p_0$  — атмосферное давление;  $F_n$  — площадь поршня, установленного в паровом цилиндре;  $D$  — диаметр поршня.

Чтобы поднять большую массу воды с помощью водоподъемного поршня, к нему необходимо приложить большее усилие со стороны балансира. Для этого требуется увеличить усилие, прикладываемое к балансиру со стороны поршня, расположенного в паровом цилиндре. Из приведенной выше зависимости видно, что это можно сделать только за счет увеличения диаметра поршня (увеличения его площади), так как атмосферное давление увеличить нельзя. В этом случае размеры тепловой машины увеличиваются.

Данные, приведенные в Приложении 1, позволяют заключить, что при увеличении давления удельный объем жидкости  $V'_m$  на пограничной кривой жидкости ( $x = 0$ ) увеличивается, а удельный объем  $V''_m$  сухого насыщенного пара на пограничной кривой пара ( $x = 1$ ) уменьшается. Пограничные кривые жидкости ( $x = 0$ ) и пара ( $x = 1$ ) сходятся в одной точке

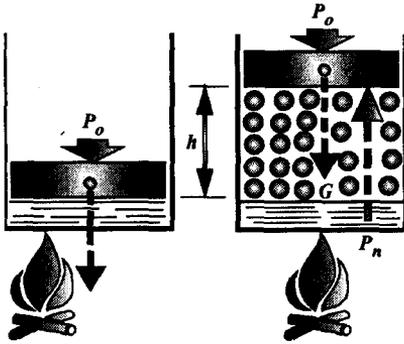


Рис. 6.20. Поднятие поршня в результате парообразования

$K$  (рис. 6.12), называемой *критической*. Параметры воды в критической точке равны:

- критическое давление  $p_{кр} = 22.129$  МПа;
- критическая температура  $t_{кр} = 374.15$  К;
- критический удельный объем

$$V_{m,кр} = V'_m = V''_m = 0.00326 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Следует заметить, что на рис. 6.12 масштабы удельных объемов сильно смещены. Так, в действительности при давлении  $p_s = 10^5$  Па отношение удельных объемов равно

$$\frac{V_{m,2}}{V_{m,1}} = \frac{V'_m}{V_{m,1}} = 1.044; \quad \frac{V_{m,4}}{V_{m,2}} = \frac{V''_m}{V'_m} = 1625.$$

Таким образом, в процессе 2-4 (рис. 6.12) удельный объем жидкости (пара) сильно увеличивается, то есть она расширяется, совершая некоторую работу против внешних сил, оказывающих на нее давление. Если внешнее давление, действующее на жидкость, в процессе парообразования 2-4 (рис. 6.12) будет поддерживаться постоянным ( $p_s = idem$ ), этот процесс будет происходить изотермически ( $T_s = idem$ ). Следовательно, процесс парообразования 2-4 является одновременно изобарным и изотермическим, что соответствует процессам фазовых превращений.

Подводимая к жидкости в процессе 2-4 (рис. 6.12) энергия в тепловой форме затрачивается только:

- на преодоление сил притяжения между молекулами, в результате чего они располагаются на относительно большем расстоянии;
- на расширение воды при изменении ее фазового состояния.

Пусть в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 6.20) находится вода в жидком состоянии. Сверху на поршень действует сила атмосферного давления  $P_0$  и сила тяжести  $G$ . Силы  $P_0$  и  $G$  направлены вниз, поэтому они стремятся сжать жидкость. В соответствии с третьим законом Ньютона, со стороны жидкости на поршень действует такая же сила, но направленная вверх. Так как поршень находится в неподвижном состоянии, то результирующая сила, действующая на него, равна нулю.

Внешнее давление, оказываемое поршнем на жидкость, равно

$$p_0 = \frac{P_0 + G}{F_{\text{п}}} = \frac{P_0 + G}{\pi \cdot D^2/4},$$

где  $F_{\text{п}}$  — площадь поршня;  $D$  — диаметр поршня.

Сообщим жидкости некоторое количество энергии в тепловой форме (будем нагревать ее с помощью горелки). При нагревании внутренняя энергия жидкости будет увеличиваться (ей передается энергия в тепловой форме), следовательно, будет увеличиваться и ее температура. При нагревании тела расширяются, поэтому поршень незначительно поднимется из-за расширения воды, что соответствует процессу 1–2 (рис. 6.12), но давление не изменится, так как не изменится сумма сил  $P_0 + G$ . Таким образом, процесс 1–2 (рис. 6.12) является изобарным.

При некоторой температуре, соответствующей давлению  $p_0$ , жидкость начнет кипеть. Началу процесса кипения жидкости соответствует точка 2 (рис. 6.12). Количество жидкости будет уменьшаться, а пара — увеличиваться. Вода за счет парообразования значительно расширяется (увеличивает объем). В процессе 2–4 (рис. 6.12) количество жидкости уменьшается, а количество пара — увеличивается. В процессе парообразования вся сообщаемая жидкости энергия в тепловой форме затрачивается на отрыв молекул жидкости (на преодоление сил взаимного притяжения), в результате чего молекулы располагаются на большем расстоянии одна от другой. Чтобы молекулы пара расположились на относительно большем расстоянии друг от друга, чем в жидкости, им необходимо для этого большее пространство. Чтобы «завоевать» такое пространство, они должны поднять поршень (рис. 6.20). Часть полученной в тепловой форме энергии (в результате нагревания) молекулами пара затрачивается на подъем поршня на некоторую высоту  $h$ . При этом давление пара не изменяется, так как не изменяется сумма сил  $P_0 + G$ .

В результате подъема поршня ему передается энергия от пара в механической форме (над поршнем совершается работа, численно равная изменению его потенциальной энергии).

Таким образом, одна часть сообщаемой воде тепловой энергии в изобарно-изотермическом процессе 2–4 (рис. 6.12) затрачивается на парообразование (отрыв молекул от жидкости), а вторая часть — на преодоление внешних сил при расширении пара (возвращается обратно в окружающую среду, но в механической форме).

Отсюда можно заключить, чем больше тепловой энергии затрачивается на расширение пара, тем больше энергии отводится от него в окружающую среду в механической форме. Это важно для работы тепловых машин. Так как часть тепловой энергии все же затрачивается на парообразование воды, то по эффективности преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму вода уступает газам, не претерпевающим фазового превращения. По этой причине в современных тепловых двигателях (например, ДВС) в качестве рабочего тела используется воздух (точнее, смесь газов), не претерпевающий фазовых превращений в естественных условиях его применения.

Применение воды (пара) в качестве рабочего тела в некоторых тепловых машинах (паровых двигателях) было обусловлено ее доступностью в естественных условиях и наличием некоторых эмпирических знаний о ее свойствах.

В систему охлаждения двигателя В-46 (В-84), установленного в танке Т-72, заправляется 90 л воды. В процессе эксплуатации двигателя температура воды увеличивается, так как она омывает поверхности деталей, образующих камеру сгорания. Эти детали нуждаются в охлаждении, так как в противном случае их температура может превысить допустимые значения для материалов, из которых они изготовлены (алюминиевый сплав, сталь). При превышении допустимой температуры эти детали могут выйти из строя. По мере увеличения температуры жидкости она становится ближе к состоянию кипения. Если вода в системе охлаждения начнет кипеть, пару потребуется при тех же условиях объем, превышающий объем жидкости более чем в 1600 раз. Если в пар преобразуется 1 л воды, ему потребуется уже примерно в 1600 раз больший объем (1600 л), то есть  $1.6 \text{ м}^3$ , но так как в системе охлаждения двигателя нет свободного объема для пара, это приведет к увеличению его давления. Чем больше давление пара, тем больше температура кипения жидкости. Значительно увеличивать давление пара в системе охлаждения двигателя нет возможности, так как в этом случае наименее прочные детали системы охлаждения могут выйти из строя, поэтому в системе охлаждения применяют устройства, автоматически поддерживающие (ограничивающие) в ней давление пара (паровоздушные клапаны).

Напомним, что процесс парообразования 2–4 (рис. 6.12) происходит одновременно при постоянном давлении и постоянной температуре. Если не изменяется давление, действующее на жидкость, не меняется и ее температура кипения (то есть эти параметры взаимосвязаны между собой), но в этом процессе изменяется степень сухости пара  $x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ).

Следовательно, процесс парообразования 2–4 (рис. 6.12) можно описать аналитически, указав для него значения всего двух параметров:

- давления  $p_s$  (или температуры  $T_s$ ) влажного пара;
- степени его сухости  $x$ .

Предельная точка 4 (рис. 6.12) соответствует состоянию сухого насыщенного пара, степень сухости которого равна 1 ( $x_4 = 1$ ). Это означает, что состояние сухого насыщенного пара (точка 4; рис. 6.12) можно описать с помощью одного параметра — давления  $p_s$  или температуры  $T_s$  насыщенного пара (так как степень влажности сухого насыщенного пара не меняется).

Параметры состояния водяного пара (жидкости) на пограничной кривой жидкости 2–b–b<sub>1</sub>–b<sub>2</sub>–К (рис. 6.12), то есть при  $x = 0$ , обозначаются соответствующими символами с одним штрихом:

- удельный объем  $V'_m$ ;
- удельная внутренняя энергия  $u'$ ;
- удельная энтальпия  $h'$ ;
- удельная энтропия  $s'$ .

Параметры состояния сухого насыщенного пара на пограничной кривой пара  $4-d-d_1-d_2-K$  (рис. 6.12), т. е. при  $x = 1$ , обозначаются аналогичными символами с двумя штрихами:

- удельный объем  $V_m''$ ;
- удельная внутренняя энергия  $u''$ ;
- удельная энтальпия  $h''$ ;
- удельная энтропия  $s''$ .

Численные значения этих параметров приведены в Приложениях 1, 2, 3.

В процессе парообразования  $2-4$  (рис. 6.12) к кипящей жидкости подводится энергия в тепловой форме, поэтому количество жидкости уменьшается, а пара — увеличивается. В начале процесса (точка 2) пар отсутствует, а в конце процесса (точка 4) отсутствует жидкость (она переведена из жидкого состояния в газообразное состояние). Процесс  $2-4$  происходит при постоянном подводе энергии в форме теплоты. Если подвод энергии в форме теплоты прекратить, прекратится процесс парообразования. Следовательно, для того, чтобы в процессе  $2-4$  (рис. 6.12) перевести жидкость в сухой насыщенный пар при постоянном давлении и постоянной температуре, необходимо сообщить жидкости некоторое количество энергии в тепловой форме. Для установления количественных соотношений при расчете технологического оборудования целесообразно знать количество тепловой энергии, затрачиваемой на парообразование единицы массы жидкости при данном давлении насыщения  $p_s$  и соответствующей ему температуре насыщения  $T_s$ .

Количество тепловой энергии, затраченной в процессе парообразования  $2-4$  (рис. 6.12) при данном давлении насыщения  $p_s$  и соответствующей ему температуре насыщения  $T_s$  на превращение жидкости в сухой насыщенный пар, называется *удельной теплотой парообразования* (обозначается буквой  $r$ ) или просто теплотой парообразования.

На основании выражения (6.3) для процесса  $2-4$  (рис. 6.12) можно записать

$$h_4 - h_2 = h'' - h' = q_p - V_m \Delta p.$$

Применительно к обозначениям, принятым для процесса  $2-4$ , приведенное выше выражение можно записать в виде

$$h'' - h' = r - V_m \Delta p.$$

Преобразуем полученное выражение, учитывая, что в изобарном процессе  $2-4$  (рис. 6.12), давление пара не изменяется ( $\Delta p = 0$ ):

$$r = h'' - h'. \quad (6.8)$$

Для любой массы жидкости  $m$  выражение (6.8) будет иметь вид

$$m \cdot r = m(h'' - h') = H'' - H'.$$

На основании первого закона термодинамики для закрытой системы можно записать<sup>1</sup>:

$$\Delta u_{2-4} = q_{2-4} - w_{2-4} = r - w_{2-4},$$

<sup>1</sup> См. выражение (6.2).

где  $\Delta u_{2-4}$  — изменение внутренней энергии вещества в процессе 2–4 (рис. 6.12);  $q_{2-4} = r$  — теплота парообразования;  $w_{2-4}$  — удельная работа расширения, совершаемая паром при преодолении внешних сил, действующих на него.

Преобразуем приведенное выше выражение к виду

$$\begin{aligned} r &= \Delta u_{2-4} + w_{2-4} = \Delta u_{2-4} + p \Delta V_{m,2-4} = (u_4 - u_2) + p(V_{m,4} - V_{m,2}) = \\ &= (u_4 - u_2) + p(V_m'' - V_m') = (u'' - u') + p(V_m'' - V_m'), \end{aligned} \quad (6.9)$$

где  $u''$ ,  $u'$  — удельная внутренняя энергия соответственно сухого насыщенного пара (точка 4; рис. 6.12) и влажного насыщенного пара (точка 2);  $p = p_s$  — давление насыщенного пара;  $V_m''$ ,  $V_m'$  — удельный объем соответственно сухого насыщенного пара (точка 4; рис. 6.12) и влажного насыщенного пара (точка 2).

Из выражения (6.9) видно, что одна часть сообщаемой жидкости (пару) энергии в тепловой форме в процессе парообразования 2–4 (рис. 6.12) расходуется на изменение внутренней энергии  $\Delta u_{2-4}$ , а вторая часть, равная  $w_{2-4} = p(V_m'' - V_m')$ , возвращается обратно в окружающую среду, но в механической форме (путем совершения работы).

Учитывая приведенные выше рассуждения, выражение (6.9) можно записать в виде  $r = q^u + q^w$ , где  $q^u$  — удельное количество тепловой энергии, затрачиваемой на парообразование жидкости (изменение фазового состояния);  $q^w$  — удельное количество тепловой энергии, затрачиваемой на расширение пара.

Тепловая энергия в количестве  $q^u$  сообщается молекулам жидкости для преодоления ими сил взаимного притяжения (для изменения расстояния между ними при переходе жидкости в пар). Эту удельную величину иногда называют *работой дисгрегации* (работой изменения агрегатного состояния) или внутренней теплотой парообразования.

Тепловую энергию в количестве  $q^w$  называют *внешней теплотой парообразования*.

Введем обозначения:

- внутренней теплоты парообразования  $q^u = u'' - u' = \rho$ ;
- внешней теплоты парообразования  $q^w = p(V_m'' - V_m') = \phi$ .

С учетом принятых обозначений приведенное выше выражение можно представить в виде

$$r = \rho + \phi. \quad (6.10)$$

В процессе парообразования 2–4 (рис. 6.12) большая часть подводимой к жидкости энергии в тепловой форме (теплоты парообразования  $r$ ) затрачивается на перевод жидкости в пар (более 80%), а меньшая часть — на расширение пара. Например, для водяного пара при атмосферном давлении ( $p_s \approx 0.1$  МПа) отношение тепловой энергии  $\rho$ , затраченной на перевод жидкости в пар, к количеству тепловой энергии  $\phi$ , затраченной на расширение пара, равно примерно 10:  $\rho/\phi \approx 10$ .

Так как объем, внутренняя энергия, энтальпия и энтропия подчиняются закону аддитивности (целое равно сумме составляющих его частей), то удельные значения этих величин при определенной степени сухости пара  $x$

рассчитывают с помощью следующих уравнений:

$$\left. \begin{aligned} V_{m,x} &= V'_m + x(V''_m - V'_m); \\ u_x &= u' + x(u'' - u'); \\ h_x &= h' + x(h'' - h'); \\ s_x &= s' + x(s'' - s'). \end{aligned} \right\} \quad (6.11)$$

Определим удельный объем влажного насыщенного пара в промежуточной точке 3 (рис. 6.12)

$$\begin{aligned} V_{m,3} &= V_{m,x} = V'_m + x(V''_m - V'_m) = V'_m + xV''_m - xV'_m = \\ &= V'_m - xV'_m + xV''_m = V'_m(1-x) + xV''_m = xV''_m + V'_m(1-x). \end{aligned} \quad (6.12)$$

Если степень сухости влажного насыщенного пара значительна ( $x > 0.7$ ), то объемом жидкости  $V'_m(1-x)$  в процессе парообразования при невысоких давлениях насыщения можно пренебречь, считая, что

$$V_{m,3} \approx xV''_m.$$

Неточность, допускаемая при этом, незначительна. Например, при давлении насыщения  $p = 1.2$  МПа и степени сухости  $x = 0.8$  удельный объем влажного пара равен:

- с учетом объема содержащейся в паре воды [см. (6.12) и Приложение 1]:

$$V_{m,x=0.8} = 0.8 \cdot 0.1633 + (1 - 0.8) \cdot 0.0011385 = 0.1309 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

- без учета объема жидкости [см. зависимость (6.13)]:

$$V_{m,x=0.8} = 0.8 \cdot 0.1633 = 0.1306 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Неточность в данном случае составляет примерно 0.18%.

Определим из выражения (6.13) степень сухости пара

$$x = \frac{V_{m,x}}{V''_m}. \quad (6.14)$$

Выражение (6.14) показывает, что любая точка делит отрезок 2-4 (рис. 6.12) на части, пропорциональные степени сухости (например, отрезок 2-3) и степени влажности пара (отрезок 3-4). Этот факт лежит в основе упрощенной методики построения линии постоянной сухости пара ( $x = idem$ ).

Пусть требуется построить на графике (рис. 6.12) линию постоянной сухости пара  $x = 0.8$ . Давление насыщения водяного пара равно  $p_s = 0.2$  МПа. При данном давлении удельный объем жидкости и сухого насыщенного пара соответственно равны (см. Приложение 1):

$$V'_m = 0.0010605 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad V''_m = 0.8854 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

На основании зависимости (6.14) определим удельный объем влажного пара при степени сухости, равной  $x = 0.8$ , и данном давлении насыщения  $p_s = 0.2$  МПа

$$V_{m1,x=0.8} = xV''_m = 0.8 \cdot 0.8854 = 0.70832 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

На графике (рис. 6. 12) можно построить первую точку (например, точку 3) с координатами пара, равными:

$$V_{m1,x=0.8} = 0.70832 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad p_s = 0.2 \text{ МПа.}$$

Определим координаты следующей точки на линии постоянной сухости, для чего по данным Приложения 1 найдем параметры пара при давлении насыщения, равном, например  $p_s = 0.4$  МПа:

$$V'_m = 0.0010836 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad V''_m = 0.4624 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Аналогично находим удельный объем влажного пара при давлении  $p_s = 0.2$  МПа и степени сухости  $x = 0.8$

$$V_{m1,x=0.8} = xV''_m = 0.8 \cdot 0.4624 = 0.36992 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

На графике (рис. 6.12) можно построить вторую точку (например, точку с) с координатами, равными:

$$V_{m2,x=0.8} = 0.36992 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad p_s = 0.4 \text{ МПа.}$$

Действуя по указанной методике, можно определить несколько точек, принадлежащих кривой постоянной сухости  $x = 0.8$ . Через эти точки проводят кривую постоянной сухости  $x = idem = 0.8$  (рис. 6.12).

При небольшой степени сухости и большом внешнем давлении пользоваться упрощенной зависимостью (6.14) уже нельзя.

Процесс парообразования 2-4 (рис. 6.18) происходит при постоянной температуре. В ходе этого процесса воде сообщается энергия в тепловой форме, равная теплоте парообразования  $r$ , следовательно, изменение энтропии насыщенного пара в этом процессе равно  $\Delta s_{2-4} = r/T_s$ .

Из этого выражения определим теплоту парообразования

$$r = T_s \Delta s_{2-4}. \quad (6.15)$$

С геометрической точки зрения произведение (6.15) численно равно площади фигуры 2-4- $m$ - $f$  под графиком процесса (рис. 6.18). Учитывая, что  $\Delta s_{2-4} = s'' - s'$ , выражение (6.15) можно представить в виде

$$r = T_s (s'' - s'). \quad (6.15')$$

Удельную энтальпию пара в любой промежуточной точке процесса парообразования 2-4 (рис. 6.12) можно определить на основании зависимости (6.11) с учетом выражения (6.8)

$$h_x = h' + xr. \quad (6.16)$$

Определив из соотношения (6.15') величину  $s'' - s' = r/T_s$  и подставив ее в четвертое уравнение системы (6.11), получим

$$s_x = s' + \frac{r}{T_s}. \quad (6.17)$$

Приращение энтропии воды в процессе парообразования 2-4 (рис. 6.18) равно

$$s'' - s' = \int_2^4 \frac{\delta q}{T} = \int_2^4 \frac{\delta q_p}{T_s} = \frac{1}{T_s} \int_2^4 q_p = \frac{r}{T_s}, \quad [T = T_s = idem]. \quad (6.18)$$

Взять непосредственно из таблиц (Приложения 1, 2) параметры влажного пара в промежуточных точках процесса парообразования 2–4 (рис. 6.12, 6.18) невозможно. В них приведены значения параметров воды для конечных точек 2 и 4 (рис. 6.12, 6.18) процесса парообразования. Изменение параметров состояния влажного пара в процессе парообразования определяют с помощью приведенных выше зависимостей по заданному давлению  $p_s$  (или температуре  $T_s$ ) насыщения и заданной степени сухости  $x$ .

### 6.3.4. Процесс перегрева пара

Дальнейший нагрев пара, производимый после полного испарения жидкости и перехода ее в состояние сухого насыщенного пара (этому состоянию соответствует точка 4; рис. 6.12, 6.18), приводит к его перегреву (температура пара повышается). Этот процесс осуществляется в специальных теплообменных аппаратах котельных агрегатов, называемых перегревателями пара (рис. 6.15, 6.16). По мере перегрева пара его температура и удельный объем увеличиваются. Напомним, что разность температур перегретого пара и сухого насыщенного пара ( $T - T_s$ ) называется *степенью перегрева* пара.

Состояние перегретого пара однофазное. Этим он отличается от насыщенного пара, состояние которого двухфазное. Состояние перегретого пара уже оценивается двумя независимыми параметрами, в качестве которых используют давление  $p$  и температуру  $T$ . Удельный объем перегретого пара зависит от значений этих параметров, то есть является их функцией  $V_{m,пер} = f(p, T)$ . В координатах удельный объем — давление (рис. 6.12) процесс перегрева изображается отрезком изобары 4–5.

Количество энергии, которое необходимо сообщить сухому насыщенному пару (точка 4, рис. 6.12) массой 1 кг, чтобы увеличить его температуру до заданного значения при постоянном давлении  $p_s$ , называется *удельной теплотой перегрева* (обозначается  $q_{пер}$ ). Удельную теплоту перегрева  $q_{пер}$  можно определить по формуле, аналогичной (6.3):

$$q_{пер} = q_{4-5} = h_5 - h_4 = h_{пер} - h'' = \int_{T_s}^T c_p dT.$$

Если считать, что в диапазоне температур  $T - T_s$  теплоемкость пара при постоянном давлении является величиной постоянной, то есть  $c_p = idem$ , получим

$$q_{пер} = h_{пер} - h'' = c_p(T - T_s). \quad (6.19)$$

Из выражения (6.19) определим энтальпию перегретого пара

$$h_{пер} = c_p(T - T_s) + h''. \quad (6.20)$$

Реально теплоемкость перегретого пара (реального газа) зависит как от температуры, так и от давления. Определив из выражения (6.8) величину  $h'' = r + h'$  и подставив ее в выражение (6.20), получим

$$h_{пер} = h' + r + c_p(T - T_s).$$

В соответствии с первым законом термодинамики

$$\Delta u = q - w = q - p \cdot \Delta V_m$$

можно записать:

$$\begin{aligned} q_{\text{пер}} &= \Delta u_{4-5} + p \cdot \Delta V_{m,4-5} = u_5 - u_4 + p(V_{m,5} - V_{m,4}); \\ q_{\text{пер}} &= u_5 - u'' + p(V_{m,5} - V''_m). \end{aligned}$$

Из полученного выше выражения определим изменение удельной внутренней энергии перегретого пара

$$\Delta u_{4-5} = q_{\text{пер}} - p_s(V_{m,5} - V''_m). \quad (6.21)$$

Выражение (6.21) справедливо, если процесс перегрева пара происходит при постоянном давлении, равном давлению насыщения ( $p = p_{\text{пер}} = p_s$ ).

Изменение удельной энтропии в процессе изобарного перегрева пара можно определить по формуле

$$\Delta s_{4-5} = s_5 - s_4 = s_5 - s'' = \int_{T_s}^{T_5} \frac{\delta q_{\text{пер}}}{T} = \int_{T_s}^{T_5} \frac{c_p \cdot dT}{T} = c_p \ln \frac{T_5}{T_s}. \quad (6.22)$$

Выражение (6.22) показывает, что на  $s$ - $T$ -диаграмме (рис. 6.18) процесс перегрева пара должен изображаться логарифмической кривой 4-5. Площадь 4-5-1- $m$  под этой кривой в некотором масштабе численно равна тепловой энергии  $q_{\text{пер}}$ , сообщенной сухому насыщенному пару (его степень сухости равна  $x = 1$ ), чтобы перевести его в состояние перегретого пара с заданной температурой (например  $T_5$ ).

Напомним, что в изобарном процессе удельное количество тепловой энергии, затрачиваемой в каждом конкретном случае на нагрев жидкости до температуры кипения (насыщения), на парообразование и перегрев полученного сухого насыщенного пара равно изменению энтальпии:

$$\left. \begin{aligned} q_{\text{ж}} &= h'; \\ r &= h'' - h'; \\ q_{\text{пер}} &= h - h'' \end{aligned} \right\}.$$

Площадь фигуры под изобарой 2-4-5 (рис. 6.18) численно равна количеству тепловой энергии, сообщенной воде (пару) в рассматриваемой точке процесса. Приведенная выше система равенств показывает, что для получения перегретого пара жидкости необходимо сообщить следующее количество тепловой энергии

$$q = q_{\text{ж}} + r + q_{\text{пер}} = h' + h'' - h' + h - h'' = h.$$

Это выражение показывает, что площадь под графиком процесса получения пара 2-4-5 (рис. 6.18) численно равна энтальпии пара в конечной точке 5 этого процесса. Следовательно, энтальпия пара в любой точке процесса получения пара численно равна площади фигуры под графиком этого процесса до рассматриваемой точки.

Таким образом, площадь фигуры 1-2- $f$ - $g$  (рис. 6.18) численно равна как количеству тепловой энергии, сообщенной жидкости при ее нагревании

до температуры кипения (насыщения), так и энтальпии влажного пара в состоянии 2. Площадь фигуры  $1-2-4-m-g$  (рис. 6.18) численно равна как количеству тепловой энергии, сообщенной жидкости для ее нагрева до состояния сухого насыщенного пара ( $x = 1$ ), так и энтальпии сухого насыщенного пара (состояние 4). Рассуждая аналогично, можно прийти к выводу, что площадь фигуры  $1-2-4-5-l-g$  (рис. 6.18) численно равна как количеству тепловой энергии сообщенной жидкости для ее перевода в состояние перегретого пара (состояние 5), так и энтальпии перегретого пара в точке 5.\*

Изображение количества тепловой энергии и энтальпии в виде площадей фигур является весьма наглядным средством при изучении свойств водяного пара. Это обстоятельство является преимуществом  $s$ - $T$ -диаграммы перед другими типами диаграмм. Тем не менее, для получения количественных результатов приходится измерять эти площади, что усложняет расчет, делает его крайне трудоемким и неточным.

Функции  $u$ ,  $h$ ,  $s$  могут быть определены с помощью дифференциальных уравнений термодинамики по известному уравнению состояния (например, по уравнению Вукаловича — Новикова). Для водяного пара формулы вычисления искоемых функций оказываются настолько сложными, что их крайне трудно применить для практических расчетов. По этим формулам составлены таблицы параметров перегретого пара, которые и используются при решении практических задач. Там же обычно приводятся и параметры воды. По заданным значениям давления и температуры, используя табличные данные (Приложение 3), находят значения величин  $V_m$ ,  $h$ ,  $s$ .

Интересное свойство водяного пара обнаруживается при рассмотрении характера изменения удельной энтальпии  $h''$  в зависимости от давления  $p$ . Из данных, приводимых в Приложении 1, видно, что при давлении  $p = 0.001$  МПа удельная энтальпия сухого насыщенного пара равна  $h'' = 2513$  кДж/кг. С увеличением давления  $p$  удельная энтальпия  $h''$  увеличивается, достигая максимального значения  $h'' = 2804$  кДж/кг при давлении  $p = 3.0$  МПа. После этого энтальпия пара  $h''$  уменьшается, достигая значения  $h'' = 2168$  кДж/кг при давлении  $p = 22$  МПа. Этот факт показывает, что для получения сухого насыщенного пара ( $x = 1$ ) с давлением  $p = 10$  МПа требуется подвести к жидкости при  $0^\circ\text{C}$  меньше тепловой энергии, чем при давлении  $p = 1.0$  МПа (в первом случае  $h'' = 2725$  кДж/кг, а во втором случае  $h'' = 2778$  кДж/кг), хотя пар при давлении 10 МПа может больше расширяться, чем при давлении 1.0 МПа, совершив при этом большую внешнюю работу (передав в окружающую среду больше энергии в механической форме).

## 6.4. ДИАГРАММА ВОДЯНОГО ПАРА В КООРДИНАТАХ ЭНТРОПИЯ-ЭНТАЛЬПИЯ

Выше отмечалось, что при выполнении практических расчетов теплотехнического оборудования пользоваться  $s$ - $T$ -диаграммой (рис. 6.18) крайне трудно, так как требуется вычислять площади фигур под графиком процес-

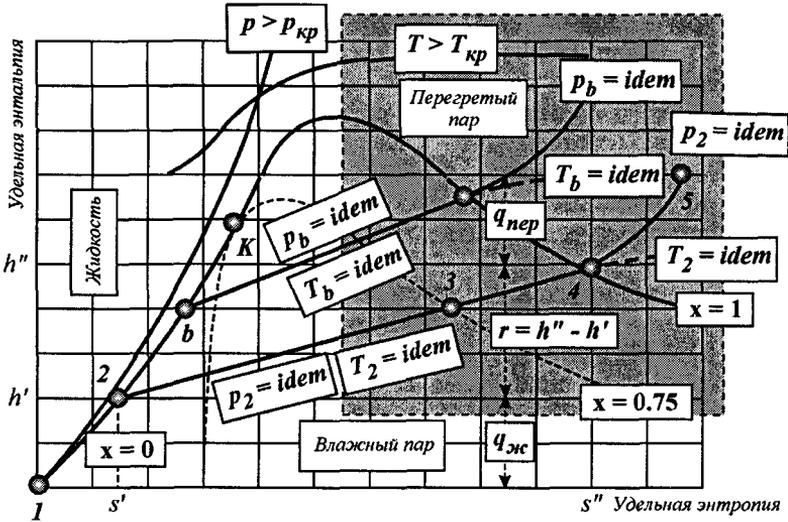


Рис. 6.21. Диаграмма водяного пара в координатах энтропия–энthalпия

са парообразования. Точно вычислить эти площади невозможно, поэтому точность расчетов с использованием этой диаграммы весьма низкая.

В теплотехнических расчетах пользуются видоизмененной энтропийной диаграммой (рис. 6.21), в которой по оси абсцисс отложены значения удельной энтропии  $s$ , а по оси ординат — удельной энтальпии  $h$ .

Выше было показано, что количество тепловой энергии, сообщенной пару (жидкости) в любом процессе парообразования при постоянном давлении ( $p = idem$ ;  $dp = 0$ ) численно равно разности значений энтальпии в конечных точках рассматриваемого процесса. Например, для процесса 1-2-4-5 (рис. 6.12) получения перегретого пара можно записать:

$$\left. \begin{aligned} q_{ж} &= h_2 - h_1 = h' - h_1; \\ r &= h_4 - h_2 = h'' - h'; \\ q_{пер} &= h_5 - h_4 = h_5 - h'' \end{aligned} \right\}.$$

Приведенные выше выражения показывают, что удельное количество тепловой энергии  $q_{ж}$ , сообщаемой жидкости для ее нагрева до температуры кипения (процесс 1-2; рис. 6.18), равно разности удельных энтальпий в конечном и исходном состояниях.

Аналогично, из приведенных зависимостей видно, что удельное количество тепловой энергии  $r$  (теплота парообразования) равно разности удельных энтальпий насыщенного пара в конечном и начальном состояниях (процесс 2-4; рис. 6.18). Удельное количество тепловой энергии  $q_{пер}$ , сообщаемой сухому насыщенному пару для его перегрева до указанной температуры при постоянном давлении (например, в процессе 4-5; рис. 6.18), также равно разности удельных энтальпий пара в конечном и исходном состояниях. Этот факт подтолкнул к идее создания тепловой диаграммы в координатах энтропия — энтальпия (рис. 6.21).

По этой тепловой диаграмме величины  $q_{ж}$ ,  $r$ ,  $q_{пер}$  в некотором масштабе численно равны отрезкам вертикальных прямых (рис. 6.21), представляющих собой изменение энтальпии пара (жидкости) в некотором процессе, а не площади под графиками конкретных процессов (рис. 6.18). Для определения изменения энтальпии жидкости (водяного пара) в этом случае удобнее пользоваться графиком процесса испарения жидкости в координатах энтропия — энтальпия (рис. 6.21), так как не нужно измерять площадь.

Тепловая диаграмма в координатах  $s-h$  (энтропия — энтальпия; рис. 6.21) впервые была предложена немецким теплотехником Р. Мольте в 1904 году. Она строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара (Приложения 1-3) в  $s-h$ -координаты.

За начало отсчета принято состояние холодной воды в тройной точке ( $T_{тт} = 273.16\text{K}$ ,  $t_{тт} = 0^\circ\text{C}$ ), в которой значения удельной энтропии и удельной энтальпии жидкости считаются равными нулю. Откладывая на диаграмме (рис. 6.21) для различных давлений насыщения  $p_s$  и соответствующих им температурах насыщения  $T_s$  значения  $s'$  и  $h'$ , а также значения  $s''$  и  $h''$  для сухого насыщенного пара, получим на плоскости определенное количество точек, соединив которые плавной линией, получим пограничную кривую жидкости  $1-2-b-K$  ( $x = 0$ ) и пограничную кривую пара  $K-4$  ( $x = 1$ ).

Пограничная кривая жидкости ( $x = 0$ ) на этой диаграмме выходит из начала координат (рис. 6.21), а изобары для воды с ней практически совпадают. Пограничная кривая пара ( $x = 1$ ) имеет своеобразные очертания, обусловленные наличием максимума выше критической точки  $K$ . В области влажного пара (под кривой  $1-2-b-K-4$ ) изотермы и изобары совпадают и изображаются наклонными прямыми линиями, направленными из левого нижнего угла  $s-h$ -диаграммы в верхний правый угол. После достижения пограничной кривой пара ( $x = 1$ ) изотермы и изобары разделяются:

- изотермы полого уходят вправо вверх;
- изобары теряют свой почти прямолинейный характер и плавно изгибаются вверх.

По мере удаления от области влажного пара (от кривой  $x = 1$ ) изотермы приближаются к горизонтальным линиям. Изохоры ( $V_m = idem$ ) имеют большую кривизну и протекают круче, чем изобары, как в области влажного пара, так и в области перегретого пара. Все изохоры, пересекающие пограничную кривую пара  $x = 1$ , не могут пересекать пограничную кривую жидкости  $x = 0$  (это также относится и к  $s-T$ -диаграмме).

Нанесение изобар на  $s-h$ -диаграмму упрощается, если определить ее угловой коэффициент в области насыщенного пара (рис. 6.21). Из курса высшей математики известно, что угловой коэффициент  $\operatorname{tg}\alpha$ , определяющий наклон касательной к графику  $h = f(s)$  определяется через производную от функции по аргументу, т. е.

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{dh}{ds}. \quad (6.23)$$

Учитывая зависимость  $\delta q = dh - V_m \cdot dp$ , являющуюся аналитическим выражением первого закона термодинамики, можно записать

$$dh = \delta q + V_m dp. \quad (6.23')$$

Количество тепловой энергии, сообщаемой телу (или отводимой от него) в любом термодинамическом процессе, определяется по формуле

$$\delta q = T ds.$$

Тогда выражение (6.23') можно представить в виде

$$dh = T ds + V_m dp. \quad (6.23'')$$

Подставим выражение (6.23'') в выражение (6.23):

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{T ds + V_m dp}{ds} = T + V_m \frac{dp}{ds}.$$

Так как процесс парообразования 2-4 (рис. 6.12, 6.21) происходит при постоянном давлении ( $p = p_s = idem$ ), последнюю зависимость можно записать в виде

$$\operatorname{tg} \alpha = T = T_s = idem, \quad (6.24)$$

где  $T_s$  — температура насыщения водяного пара.

Точка 2 (рис. 6.21), лежащая на пограничной кривой жидкости  $x = 0$ , имеет координаты  $s'$  и  $h'$ . Точка 4, лежащая на пограничной кривой пара  $x = 1$ , имеет координаты  $s''$  и  $h''$ . Тогда, в соответствии с выражением (6.8), разность ординат точек 2 и 4 равна  $h'' - h' = r$  при условии, что конечные точки изобары 2-4 лежат на пограничных кривых  $x = 0$  и  $x = 1$ . Разность абсцисс точек 2 и 4 (рис. 6.21) в соответствии с выражением (6.18) равна

$$s'' - s' = \frac{r}{T_s}.$$

Критическая точка  $K$  на  $s$ - $T$ -диаграмме располагается не на вершине пограничной кривой, а на ее левой ветви, где  $r = 0$ , так как в этом случае  $h'' = h'$ .

Таким образом,  $s$ - $h$ -диаграмма обладает рядом важных свойств:

- по ней можно быстро определить параметры пара;
- разность удельных энтальпий для каждого процесса изображается в виде отрезка прямой (повышается точность расчетов при использовании графических методов исследования свойств водяного пара);
- наглядно изображается адиабатный процесс, что облегчает изучение свойств паровых машин;
- упрощаются расчеты эффективности тепловых процессов с использованием водяного пара.

На практике обычно не приходится иметь дело с очень влажным паром, область которого находится в нижней части  $s$ - $h$ -диаграммы, поэтому для практических целей пользуются только правой верхней ее частью, что дает возможность изобразить ее в более крупном масштабе и сделать подробной

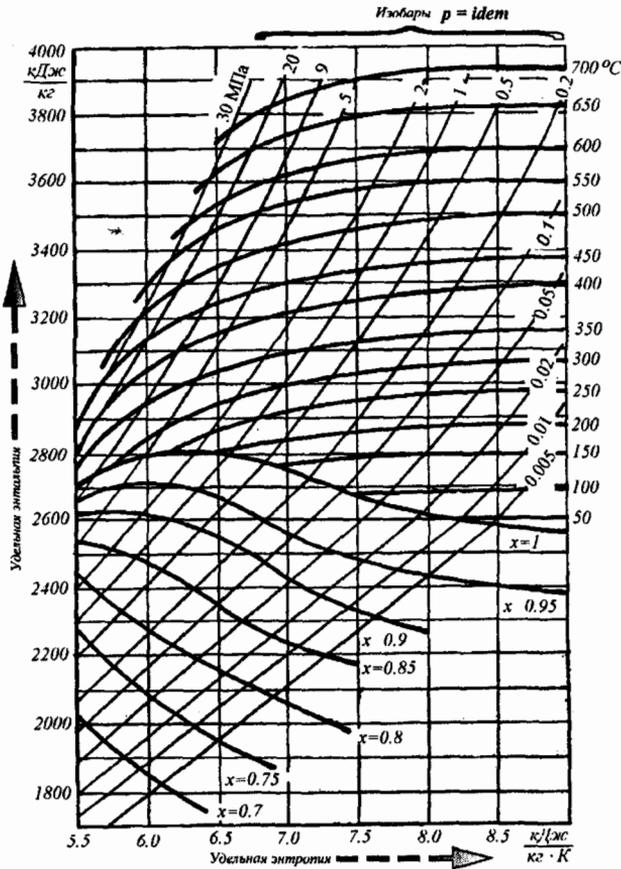


Рис. 6.22. Рабочая часть диаграммы водяного пара в координатах энтропия—энтальпия

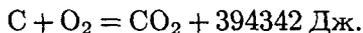
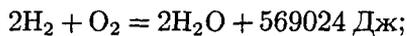
и удобной для пользования. Рабочая часть  $s$ - $h$ -диаграммы (рис. 6.21) выделена пунктирным прямоугольником и на рис. 6.22 представлена в увеличенном масштабе.

## 6.5. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА

### 6.5.1. Общие сведения

При сгорании топлива в двигателе внутреннего сгорания образуется вода (один из продуктов окисления топлива). При этом выделяется энергия в форме теплоты, которую называют энергией (теплотой) превращения (реакции). В состав органического топлива (бензина, керосина, дизельного топлива) входят углерод и водород (частично сера). При окислении такого

топлива происходят следующие реакции:



Таким образом, при вступлении в реакцию окисления 2 моль водорода с 1 моль кислорода образуется 2 моль воды и выделяется примерно 569000 Дж энергии в форме теплоты. При вступлении в реакцию окисления 1 моль углерода с 1 моль кислорода образуется 1 моль углекислого газа и выделяется примерно 394 000 Дж энергии в тепловой форме. При этом вода в результате сильного нагрева (из-за сгорания топлива) быстро испаряется и превращается в перегретый пар. Как отмечалось выше, в процессе парообразования воде сообщается большое количество энергии, необходимой для изменения ее агрегатного состояния (перевода в пар). При конденсации пар может отдать тепловую энергию, затраченную на его образование, но конденсация пара происходит в окружающей среде, а не в расширительной машине двигателя. В этом случае пар уносит в окружающую среду тепловую энергию, выделившуюся при сгорании топлива. Эта энергия в расширительной машине двигателя не преобразуется из тепловой формы в механическую форму. Следовательно, парообразование, происходящее в расширительной машине теплового двигателя при сгорании топлива, снижает его КПД.

Таким образом, в процессе сгорания топлива в расширительной машине двигателя часть выделившейся тепловой энергии не может быть полезно использована в цикле. В этом случае количество тепловой энергии, сообщаемой рабочему телу, уменьшается.

Так как вода в данном случае является продуктом окисления топлива, и повлиять на ее образование невозможно, то в теплотехнических расчетах двигателей внутреннего сгорания учитывают потери тепловой энергии на парообразование воды, образующейся при окислении (сгорании) топлива.

С другой стороны, в топливе (бензине, керосине, дизельном топливе) накапливается вода из-за нарушения правил его транспортировки и хранения. Вода конденсируется в цистернах из окружающей среды (воздуха), которая заполняет образующуюся в результате расхода пустоту. Попадая в двигатель вместе с топливом, эта вода в результате парообразования уносит часть тепловой энергии, сообщаемой ей в результате сгорания топлива.

Следовательно, при эксплуатации машин с двигателями внутреннего сгорания необходимо следить за тем, чтобы топливные баки только непродолжительное время находились с малым количеством топлива, так как они будут наполняться воздухом, содержащим водяной пар. С этой целью рекомендуется перед постановкой машины (автомобиля, трактора, танка, БМП, БТР, самолета) на стоянку заправить ее баки топливом. Другими словами, при проектировании и использовании теплотехнических устройств необходимо учитывать процессы, происходящие с водяным паром.

При расчетах, связанных с термодинамическими процессами, совершаемыми парами, решаются в общем случае те же задачи, что и при расчетах, связанных с процессами, совершаемыми газами. Тем не менее, пар является реальным газом и его поведение не подчиняется уравнению состояния

идеального газа  $pV = mR_0T$ , [ $pV = nRT$ ]. В связи с этим, расчеты процессов, происходящих с водяным паром, проводятся с использованием таблиц (более точный метод) или графически с применением диаграмм (менее точный метод).

При изучении процессов, совершаемых водяным паром, определяют:

- начальные и конечные параметры пара;
- изменение внутренней энергии и энтальпии пара;
- количество сообщаемой или отводимой от него энергии в тепловой или механической форме;
- изменение объема, давления и температуры.

Отметим, что в протекании паровых процессов имеется важная особенность, отличающая их от газовых процессов. В термодинамическом процессе пар может переходить из одного фазового состояния в другое фазовое состояние (например, из влажного состояния в перегретое состояние и наоборот), чего не происходит с газом, находящимся далеко от точки насыщения. Термодинамические процессы для влажного насыщенного и перегретого пара имеют свои особенности, поэтому прежде чем производить соответствующие расчеты, необходимо выяснить, в каком состоянии находится пар в начале и конце рассматриваемого процесса.

В термодинамике паров рассматриваются четыре основных (элементарных) процесса:

- изохорный ( $V = idem$ );
- изобарный ( $p = idem$ );
- изотермический ( $T = idem$ );
- адиабатный ( $Q = 0$ ).

При этом если рассматриваются процессы влажных насыщенных паров, т. е. области между пограничными кривыми жидкости  $x = 0$  и пара  $x = 1$  (рис. 6.12), то должны быть заданы значения двух начальных и одного конечного параметра, или наоборот, одного начального и двух конечных параметров. Такими параметрами обычно являются:

- давление пара (начальное и конечное);
- степень сухости пара.

Если же рассматриваются процессы в перегретой области пара, то заданными параметрами бывают:

- давление перегретого пара (начальное и конечное);
- температура перегретого пара.

Расчет этих процессов можно выполнить с помощью табличных данных (см. Приложения 1–3) или графоаналитическим методом с помощью  $s$ - $h$ -диаграммы (рис. 6.18, 6.22). Графоаналитический метод термодинамического исследования процессов, совершаемых водяным паром, является менее точным в сравнении с табличным методом, но представляется более наглядным.

Порядок графоаналитического исследования термодинамических процессов водяного пара может быть следующим:

1. По заданным параметрам состояния на  $s$ - $h$ -диаграмме определяют точки, характеризующие начальное и конечное состояния пара (например  $p, T, x$ ), по которым устанавливаются остальные искомые параметры в начале и в конце процесса (например  $V_m, h, s$ ).
2. Определяют удельное количество тепловой энергии  $q_{1-2}$ , сообщенной водяному пару или отведенной от него. Расчет ведут по формулам:
  - для изобарного процесса  $q_{1-2} = h_2 - h_1$ ;
  - для изохорного процесса  $q_{1-2} = u_2 - u_1$ ;
  - для изотермического процесса  $q_{1-2} = T(s_2 - s_1)$ ;
  - для адиабатного процесса  $q_{1-2} = 0$ .
3. Определяют удельную внутреннюю энергию пара в начальном  $u_1$  и конечном  $u_2$  состояниях, независимо от вида процесса, по формуле  $u = h - pV_m$ .
4. Определяют количество энергии в механической форме (в форме работы  $w_{1-2}$ ), которым обмениваются пар и окружающая среда в условиях закрытой системы. Расчет ведут по формуле, получаемой из аналитического выражения первого закона термодинамики  $w_{1-2} = q_{1-2} - (u_2 - u_1)$ .
5. Определяют удельное количество энергии в механической форме (удельную располагаемую работу  $w_{o,1-2}$ ), которой могут обменяться пар и окружающая среда в условиях открытой системы. Расчет выполняют на основании аналитического выражения первого закона термодинамики  $\Delta u_{1-2} = q_{1-2} - w_{1-2}$ .

Предварительно выполним ряд преобразований

$$w_{1-2} = \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} p dV_m.$$

Величину  $p dV_m$  можно представить в виде

$$p dV_m = p dV_m + V_m dp - V_m dp.$$

Сумма  $pV_m + V_m dp$  может быть представлена в виде

$$p dV_m + V_m dp = d(pV_m).$$

Тогда выражение первого закона термодинамики запишем в виде

$$\Delta u_{1-2} = q_{1-2} - \int_1^2 d(pV_m) + \int_{p_1}^{p_2} V_m \cdot dp.$$

Как известно, интеграл

$$w_{o,1-2} = - \int_{p_1}^{p_2} V_m dp = \int_{p_2}^{p_1} V_m dp$$

выражает располагаемую работу газового потока<sup>1</sup>. Отсюда следует, что

$$\begin{aligned}\Delta u_{1-2} &= q_{1-2} - \int_1^2 d(pV_m) + \int_{p_1}^{p_2} V_m dp = \\ &= q_{1-2} - (p_2 V_{m,2} - p_1 V_{m,1}) - w_{o,1-2}.\end{aligned}$$

Последнее выражение представим в виде:

$$\begin{aligned}u_2 - u_1 &= q_{1-2} - (p_2 V_{m,2} - p_1 V_{m,1}) - w_{o,1-2}; \\ u_2 + p_2 V_{m,2} - u_1 - p_1 V_{m,1} &= q_{1-2} - w_{o,1-2}; \\ (u_2 + p_2 V_{m,2}) - (u_1 + p_1 V_{m,1}) &= q_{1-2} - w_{o,1-2}; \\ h_2 - h_1 &= q_{1-2} - w_{o,1-2}; \\ (u_2 + p_2 V_{m,2} = h_2; \quad u_1 + p_1 V_{m,1} = h_1).\end{aligned}$$

Окончательно получим  $w_{o,1-2} = q_{1-2} - (h_2 - h_1)$ . Для произвольной массы пара можно записать:

$$\begin{aligned}Q_{1-2} &= mq_{1-2}; \quad U_2 - U_1 = m(u_2 - u_1); \quad W_{1-2} = mw_{1-2}; \\ H_2 - H_1 &= m(h_2 - h_1); \quad W_{o,1-2} = mw_{o,1-2}.\end{aligned}$$

Ниже рассматриваются некоторые особенности основных термодинамических процессов с водяным паром, так как именно пар получил значительное применение в современных паросиловых и теплофикационных системах (машинах). Для графического изображения на диаграммах выбраны начальные состояния в области влажного насыщенного пара (условная точка 1), а конечные состояния — в области перегретого пара (условная точка 2).

## 6.5.2. Изохорный процесс

На диаграмме удельный объем — давление (рис. 6.23) видно, что начальная точка 1 выбрана так, что начальный удельный объем пара  $V_{m,1}$  больше удельного критического объема  $V_{m,кр}$  ( $V_{m,1} > V_{m,кр}$ ). В процессе 1-2 к влажному насыщенному пару (точка 1) подводится энергия в тепловой форме при постоянном объеме. Такой процесс можно осуществить в закрытом сосуде, объем которого не изменяется (рис. 6.24). В результате нагрева жидкость испаряется, степень сухости пара  $x$  и его давление увеличиваются. В точке А (рис. 6.23) пар становится сухим насыщенным ( $x = 1$ ). После точки А пар становится перегретым.

Если удельный объем влажного пара меньше критического ( $V'_{m,1} < V_{m,кр}$ ), то подвод энергии к влажному пару в тепловой форме (процесс 1'-2'; рис. 6.23) сопровождается не сушкой его, а наоборот, увлажнением, так как в этом процессе степень сухости пара  $x$  уменьшается, а степень влажности  $1-x$  увеличивается. В этом процессе пар не расширяется, поэто-

<sup>1</sup> См. главу 7.

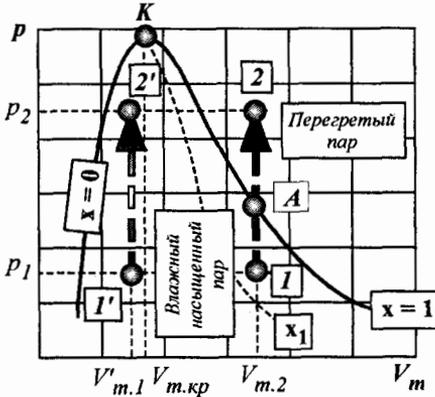


Рис. 6.23. Рабочая диаграмма водяного пара в координатах удельный объем-давление

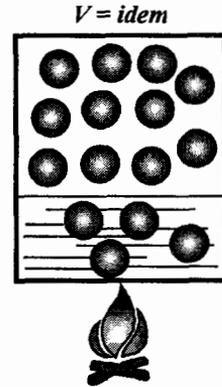


Рис. 6.24. Нагревание пара при постоянном объеме

му он не обменивается энергией в механической форме (путем совершения работы) с окружающей средой, то есть  $w_{1-2} = w_{1'-2'} = 0$ , так как

$$V_{m,1} = V_{m,2} = idem; \quad dV_m = d(idem) = 0; \quad w_{1-2} = \int_{V_{m,1}}^{V_{m,2}} p dV_m = 0.$$

Количество тепловой энергии  $q_{V,1-2}$ , сообщаемой пару в изохорном процессе 1-2 (рис. 6.23), определим на основании первого закона термодинамики для закрытой термодинамической системы:

$$\Delta u_{1-2} = q_{V,1-2} - w_{1-2} = q_{V,1-2}; \quad (w_{1-2} = 0), \quad q_{V,1-2} = u_2 - u_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_V dT.$$

Изменение внутренней энергии пара в любом процессе нельзя определить с помощью таблиц (см. Приложения 1-3), так как эти данные в них не приводятся. Нельзя эти данные получить и непосредственно из  $s-h$ -диаграммы (рис. 6.23), поэтому вычислить количество тепловой энергии  $q_{V,1-2}$ , которым обмениваются окружающая среда и пар, по приведенной выше зависимости невозможно. Тем не менее, это можно сделать, зная энтальпию пара в конечных точках процесса.

Учитывая, что по определению удельная энтальпия пара (газа) равна  $h = u + pV_m$ , величину  $q_{V,1-2}$  можно определить расчетным методом, используя табличные данные:

$$\begin{aligned} q_{V,1-2} &= u_2 - u_1 = (h_1 - p_2 V_{m,2}) - (h_1 - p_1 V_{m,1}) = \\ &= (h_2 - h_1) - V_{m,1}(p_2 - p_1), \quad (V_{m,2} = V_{m,1} = idem). \end{aligned} \quad (6.25)$$

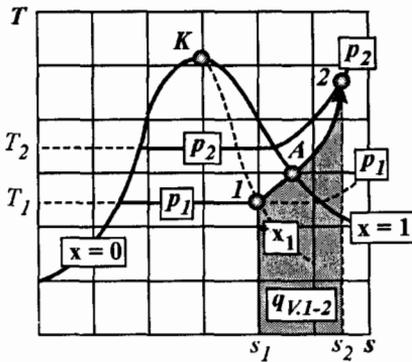


Рис. 6.25. Тепловая диаграмма изохорного процесса нагревания водяного пара

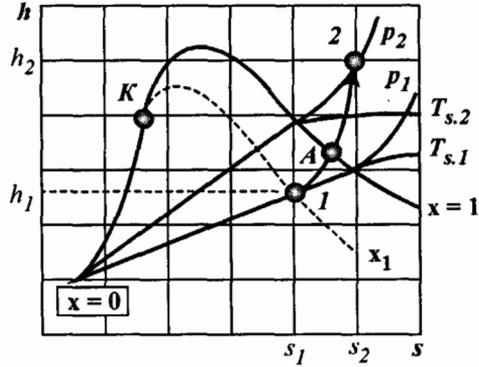


Рис. 6.26. График изохорного процесса нагревания водяного пара в координатах энтропия-энтальпия

Располагаемое количество энергии в механической форме  $w_{o,1-2}$ , которое может отдать пар в изохорном процессе 1-2 (рис. 6.23), равно

$$w_{o,1-2} = - \int_{p_1}^{p_2} V_{m,1} \cdot dp = -V_{m,1} \int_{p_1}^{p_2} dp = -V_{m,1}(p_2 - p_1), \quad (6.26)$$

$$[V_{m,2} = V_{m,1} = idem].$$

Изменение энтропии пара в изохорном процессе равно

$$\Delta s_{1-2} = s_2 - s_1 = \frac{q_{v,1-2}}{T} = \frac{\int_{T_1}^{T_2} c_v dT}{T}. \quad (6.27)$$

Удельное количество тепловой энергии  $q_{v,1-2}$ , которым пар и окружающая среда обмениваются в изохорном процессе, численно равно площади фигуры 1-2-s<sub>2</sub>-s<sub>1</sub> под кривой процесса 1-2 на диаграмме, построенной в s-T-координатах (рис. 6.25).

Изменение энтальпии и энтропии пара можно определить по таблицам (Приложения 1-3) или по s-h-диаграмме (рис. 6.26).

Рассмотрим более подробно изображение изохорного процесса водяного пара в координатах энтропия — энтальпия (рис. 6.26):

1. Если начальная точка располагается в области однофазного состояния (в области перегретого пара), то по заданным значениям параметров  $p_1$ ,  $T_1$  (или  $p_1$ ,  $V_{m,1}$ ;  $T_1$ ,  $V_{m,1}$ ) находим начальную точку, которая располагается на пересечении линий, соответствующих заданным значениям двух начальных параметров. Кроме начальных параметров должно быть задано значение одного из конечных параметров (например  $T_2$ ). Двигаясь по изохоре до пересечения с кривой, соответствующей заданному значению температуры  $T_2$ , находим конечную точку.
2. Если начальная точка располагается в области влажного пара (в области двухфазного состояния), где изотермы совпадают с изобарами, то с учетом того, что параметры  $p_s$  и  $T_s$  являются зависимыми параметрами,

необходимо задавать величину степени сухости  $x_1$ . Точка 1 (рис. 6.26) находится на пересечении изобары  $p_1 = idem$  (которая совпадает с изотермой  $T_1 = idem$ ) с линией, соответствующей заданной степени сухости  $x_1 = idem$ . Далее двигаясь по изохоре от точки 1 до пересечения с кривой, соответствующей  $T_2 = idem$  или  $p_2 = idem$ , находим точку 2.

По точкам 1 и 2 определяют величины  $h_1, h_2, s_1, s_2$  и все остальные величины.

### 6.5.3. Изобарный процесс

Известно, что в области влажного пара (двухфазного состояния) изобара 1-1' (рис. 6.27) совпадает с изотермой 1-1', но в области перегретого пара изобара и изотерма не совпадают.

Изобарный процесс начинается в точке 1 (рис. 6.27, 6.28), расположенной на пересечении линии  $p_s = idem$  или линии  $T_s = idem$  с линией постоянной сухости  $x_1 = idem$ . Точка 1 расположена в области влажного пара (между линиями  $x = 0$  и  $x = 1$ ). Точка 2 расположена в области перегретого пара. Линия 1'-2 также является изобарой, но на участке 1'-2 (рис. 6.28) температура пара возрастает от значения  $T_1 = T_{s,1}$  до значения  $T_2$ .

На  $s-h$ -диаграмме (рис. 6.29) в области перегретого пара изобары имеют вид, близкий к виду логарифмической кривой, но протекают положе, чем изохоры  $V_m = idem$ .

Таким образом, координаты исходной точки 1 на  $s-h$ -диаграмме (рис. 6.29) можно определить по пересечению:

- изохоры  $V_{m,1} = idem$  с линией постоянной сухости пара  $x_1 = idem$ ;
- изобары  $p_{s,1} = idem$  с линией постоянной сухости  $x_1 = idem$ ;

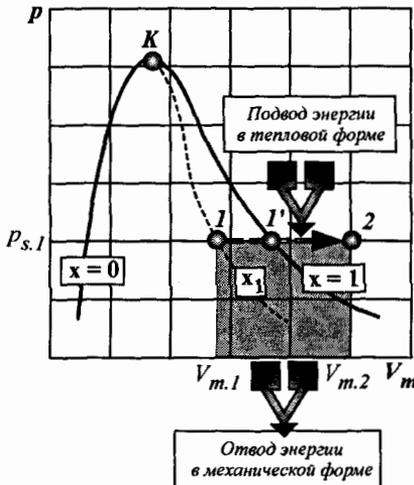


Рис. 6.27. График изобарного процесса расширения водяного пара

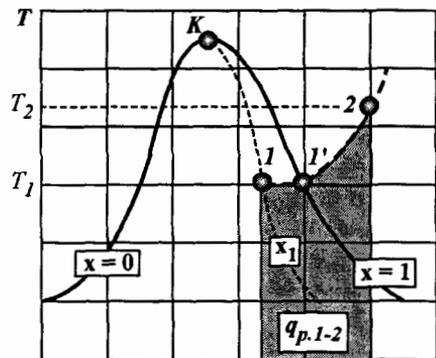


Рис. 6.28. График изобарного процесса водяного пара в координатах энтропия-энтальпия

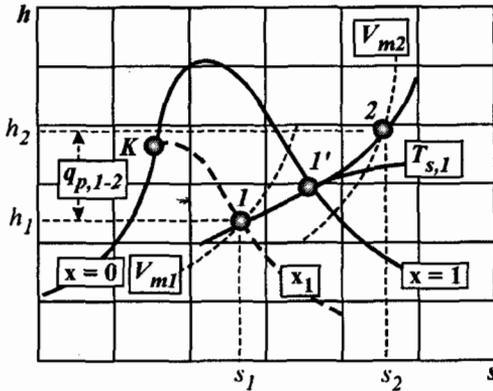


Рис. 6.29. График изобарного процесса водяного пара в координатах энтропия-энтальпия

Расширение пара происходит при постоянном давлении, так как сила тяжести поршня не изменяется

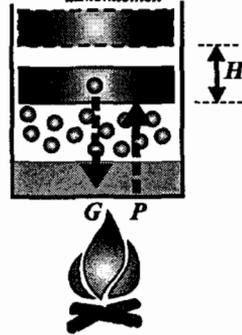


Рис. 6.30. Расширение пара при постоянном давлении

- изотермы  $T_{s,1} = idem$  с линией постоянной сухости  $x_1 = idem$ .

Координаты конечной точки 2 (рис. 6.29) изобарного процесса можно определить по пересечению:

- изобары  $p_{s,1} = idem$  с изохорой  $V_{m,2} = idem$ ;
- изотермы  $T_2 = idem$  с изохорой  $V_{m,2} = idem$ ;
- изотермы  $T_2 = idem$  с изобарой  $p_{s,1} = idem$ .

Изменение удельной энтальпии  $\Delta h_{1-2}$  и удельной энтропии  $\Delta s_{1-2}$  определяют на  $s-h$ -диаграмме (рис. 6.29) или по таблицам (Приложения 1-3).

Площадь фигуры  $1-1'-2-s_2-s_1$  (рис. 6.28) под графиком изобарного процесса  $1-1'-2$  на  $s-T$ -диаграмме численно равна энергии  $q_{p,1-2}$ , сообщенной пару в тепловой форме в данном процессе.

Изменение удельной внутренней энергии пара в изобарном процессе  $1-2$  (рис. 6.27-6.29) равно  $\Delta u_{p,1-2} = u_2 - u_1$ .

Из определения энтальпии  $h = u + pV_m$  следует, что

$$\left. \begin{aligned} u_2 &= h_2 - p_2 V_{m,2}; \\ u_1 &= h_1 - p_1 V_{m,1} \end{aligned} \right\}.$$

Тогда можно записать  $\Delta u_{p,1-2} = (h_2 - p_2 V_{m,2}) - (h_1 - p_1 V_{m,1})$ . Так как в изобарном процессе  $p_1 = p_2 = p = idem$ , то последнее выражение можно представить в виде

$$\Delta u_{p,1-2} = h_2 - h_1 - p(V_{m,2} - V_{m,1}). \tag{6.28}$$

Изобарный процесс сопровождается изменением объема от  $V_{m,1}$  до  $V_{m,2}$ . Это означает, что пар или расширяется, или сжимается. Изобарный процесс можно осуществить в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 6.30). При нагревании жидкость испаряется и ее объем увеличивается, поднимая подвижный поршень. После испарения жидкости дальнейшее нагревание пара влечет все большее его расширение. Так как сила тяжести поршня  $G$  не изменяется, не изменяется и давление пара. При перемещении поршня

происходит преобразование энергии из тепловой формы в механическую форму путем совершения работы, равной

$$w_{p,1-2} = p(V_{m,2} - V_{m,1}), \quad [p_2 = p_1 = idem]. \quad (6.29)$$

В изобарном процессе 1-2 (рис. 6.27) давление пара не изменяется, поэтому он не может двигаться в условиях открытой системы. Такой пар не обладает запасом кинетической энергии (следовательно, не обладает запасом энергии в механической форме), поэтому его располагаемая энергия (работа) равна нулю:

$$w_{o,p} = - \int_{p_1}^{p_2} V_m dp = 0, \quad [p = idem; \quad dp = 0]. \quad (6.30)$$

Согласно зависимости (6.3), удельное количество тепловой энергии, которым обмениваются пар и окружающая среда, равно

$$q_{p,1-2} = \Delta h = h_2 - h_1. \quad (6.31)$$

Изменение энтропии пара в изобарном процессе равно

$$\Delta s_{p,1-2} = s_2 - s_1 = \frac{q_{p,1-2}}{T} = \int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T}. \quad (6.32)$$

Изменение энтропии удобнее всего определять с помощью таблиц (Приложения 1-3) по известным параметрам начальной 1 и конечной 2 точек процесса (рис. 6.27, 6.28 и 6.29).

#### 6.5.4. Изотермический процесс

В области влажного насыщенного пара изотерма 1-1' (рис. 6.31) совпадает с изобарой 1-1', а удельная энтальпия изменяется значительно. Процесс 1-1' (рис. 6.31) происходит в области влажного пара (между кривыми  $x = 0$  и  $x = 1$ ), поэтому линия 1-1' является одновременно изобарой и изотермой. В области перегретого пара (правее линии  $x = 1$ ) пар ведет себя почти как идеальный газ, причем, по мере удаления от линии  $x = 1$ , пар по свойствам все больше приближается к идеальному газу. Напомним, что изотермический процесс идеального газа изображается в виде гиперболы, поэтому график изотермического процесса пара 1'-2 в области перегретого пара все больше напоминает гиперболу. В изотермическом процессе пар (газ) настолько расширяется, что его давление интенсивно падает (давление пара в точке 2 меньше давления в точке 1). Из рис. 6.31 видно, что по мере нагревания пара в области перегретого состояния площадь фигуры под линией процесса 1'-2 уменьшается (кривая 1'-2 все больше приближается к оси абсцисс), поэтому в паросиловых установках с большим перегревом пара изотермический процесс практически не реализуется, так как степень преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму по мере увеличения температуры пара уменьшается.

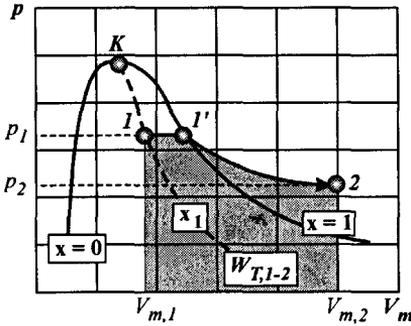


Рис. 6.31. Изотермический процесс водяного пара в координатах удельный объем—давление

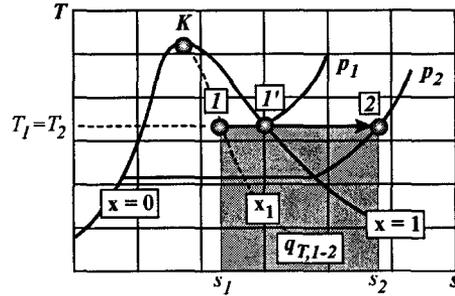


Рис. 6.32. Тепловая диаграмма изотермического процесса водяного пара

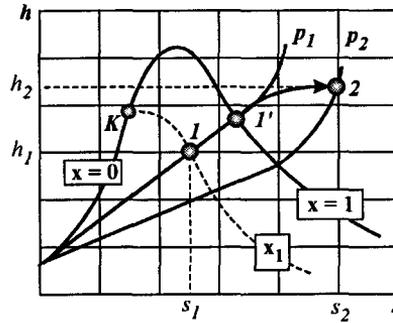


Рис. 6.33. Изотермический процесс водяного пара в координатах энтропия—энтальпия

В изотермическом процессе энтропия пара непрерывно увеличивается пропорционально количеству сообщенной ему энергии в тепловой форме (рис. 6.32).

В  $s-h$ -координатах (рис. 6.33) начальное состояние 1 соответствует влажному пару и, следовательно, вначале процесс идет по изотерме  $1-1'$ , совпадающей с изобарой (от точки 1 до точки  $1'$ ). От точки  $1'$  (от линии  $x = 1$ ) до точки 2 процесс идет по изотерме  $T = idem$ .

Точка 1 (рис. 6.33) в области влажного пара определяется пересечением изобары  $p_1 = idem$  или изохоры  $V_{m,1} = idem$  с линией, соответствующей заданной степени сухости  $x_1$ . Точка 2 в области перегретого пара определяется пересечением изотермы  $T = idem$  с изобарой  $p_2 = idem$  или изохорой  $V_{m,2} = idem$ .

Если начальное состояние соответствует перегретому пару, то процесс идет только по изотерме. Начальная точка 1 тогда определяется пересечением кривых  $p_1 = idem$  и  $V_{m,1} = idem$ . Конечная точка 2 определяется по одному конечному параметру  $p_2 = idem$  или  $V_{m,2} = idem$ .

Изменение удельной внутренней энергии в изотермическом процессе  $1-2$  равно

$$\Delta u_{T,1-2} = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 V_{m,2}) - (h_1 - p_1 V_{m,1}). \quad (6.33)$$

Внутренняя энергия идеального газа в изотермическом процессе не изменяется, так как она зависит только от температуры:

$$\Delta u = c_V \cdot \Delta T = 0, \quad [\Delta T = 0].$$

Внутренняя энергия водяного пара в изотермическом процессе не остается постоянной (как у идеального газа), так как изменяется ее потенциальная составляющая.

Количество тепловой энергии, сообщаемой пару в изотермическом процессе, равно

$$q_{T,1-2} = T(s_2 - s_1). \quad (6.34)$$

В изотермическом процессе происходит расширение пара, в результате которого сообщаемая ему энергия преобразуется из тепловой формы в механическую форму путем совершения работы над поршнем

$$w_{T,1-2} = q_{T,1-2} - u_{T,1-2}, \quad (6.35)$$

или с учетом соотношений (6.33) и (6.34)

$$w_{T,1-2} = T(s_2 - s_1) - (u_2 - u_1). \quad (6.36)$$

В двухфазной области (от пограничной кривой  $x = 0$  до пограничной кривой  $x = 1$ ; рис. 6.33), то есть в области влажного пара, изобара  $p_s = idem$  совпадает с изотермой  $T_s = idem$ , поэтому удельное количество энергии в механической форме, которым обмениваются пар и окружающая среда в процессе  $1-1'$ , равно

$$w_{T,p} = p_s(V_{m,x=1} - V_{m,1}),$$

где  $p_s$  — давление влажного насыщенного пара;  $V_{m,x=1}$  — удельный объем сухого насыщенного пара при давлении  $p_s$ , соответствующем точке  $1'$  на линии  $x = 1$ ;  $V_{m,1}$  — начальный удельный объем влажного насыщенного пара (в точке 1).

Изменение энтальпии  $\Delta h$  и энтропии  $\Delta s$  можно определить или по таблицам (см. Приложения 1–3), или по  $s$ - $h$ -диаграмме, или расчетным путем на основе соотношения (6.34):

$$\begin{aligned} \Delta s_{T,1-2} &= \frac{q_{T,1-2}}{T} = \frac{w_{T,1-2} + \Delta u_{T,1-2}}{T} = \\ &= \frac{\int_1^2 p \cdot dV_m + (h_2 - h_1) - (p_2 V_{m,2} - p_1 V_{m,1})}{T}, \quad [T = idem]. \end{aligned} \quad (6.37)$$

### 6.5.5. Адиабатный процесс

В адиабатном процессе энергия в форме теплоты к пару не подводится и не отводится от него. Условие равновесного адиабатного процесса записывается в виде

$$\delta q = 0; \quad ds = \frac{\delta q}{T} = 0; \quad ds = const.$$

Так как в адиабатном процессе энтропия пара не изменяется, такой процесс еще называют изоэнтропийным.

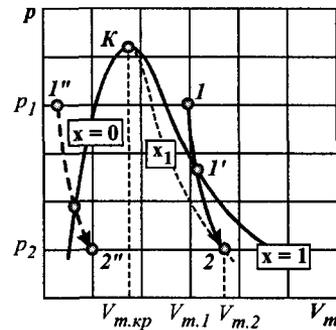


Рис. 6.34. График адиабатного процесса водяного пара в координатах объем—давление

Если пар расширяется, он передает часть своей внутренней энергии окружающей среде в механической форме посредством совершения работы. Выражение первого закона термодинамики для адиабатного процесса имеет вид  $\Delta u = q - w = -w$ , [ $q = 0$ ].

Отводимая от пара энергия в механической форме путем совершения работы  $w$  считается положительной (в соответствии с правилом знаков). Таким образом, при адиабатическом расширении пара внутренняя энергия пара понижается ( $-\Delta u = w$ ). Это означает, что понижается также температура пара, так как она является мерой внутренней энергии. Чем выше температура пара, тем больше его внутренняя энергия. Чем выше температура пара, тем больше скорость молекул. Чем больше скорость молекул пара, тем больше его давление. Таким образом, при понижении внутренней энергии пара его давление понижается, следовательно, при адиабатном расширении пара его температура и давление понижаются.

Если начальная точка  $1''$  (рис. 6.34) находится в области жидкого состояния (левее линии  $x = 0$ ), то при расширении объем пара увеличивается, а давление понижается, в результате чего жидкость превращается во влажный насыщенный пар (процесс происходит по адиабате  $1''-2''$ ). Вода в этом случае частично испаряется.

Таким образом, уменьшая давление жидкости, можно заставить ее кипеть даже при комнатной температуре. В настоящее время это явление реализуется в вакуумных стиральных машинах, в которых стирка осуществляется почти при комнатной температуре воды.

Ведутся также работы по реализации этого явления в других технологических процессах, в которых по тем или иным причинам недопустима высокая температура воды.

Если начальное состояние воды соответствует перегретому пару (точка  $1$ ; рис. 6.34, 6.35), то при адиабатном расширении с уменьшением давления уменьшается степень его перегрева ( $T - T_s$ ) и пар с перегретого превращается сначала в сухой насыщенный (точка  $1'$  на линии  $x = 1$ ), а затем во влажный насыщенный пар (точка  $2$  на линии  $x_1$ ).

На  $s-h$ -диаграмме (рис. 6.36) показан адиабатный процесс расширения из состояния  $1$  до состояния  $2$  с переходом через пограничную кривую пара  $x = 1$ .

В соответствии с первым законом термодинамики пар расширяется, отдавая энергию окружающей среде в механической форме только за счет

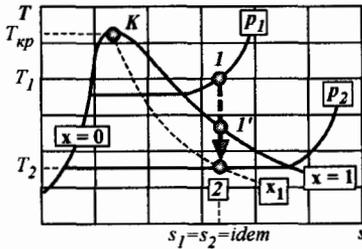


Рис. 6.35. График адиабатного процесса водяного пара в координатах энтропия-температура

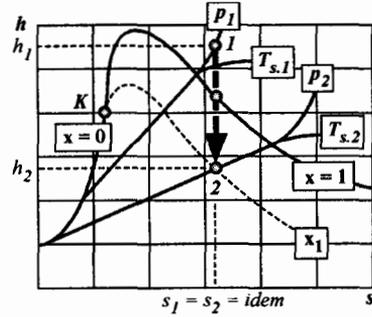


Рис. 6.36. График адиабатного процесса водяного пара в координатах энтропия-энтальпия

убыли своей внутренней (тепловой) энергии:

$$w_{1-2} = -\Delta u_{1-2} = -(u_2 - u_1) = u_1 - u_2 = (h_1 - p_1 V_{m,1}) - (h_2 - p_2 V_{m,2}). \quad (6.38)$$

Изменение энтальпии в адиабатном процессе определяют непосредственно по  $s$ - $h$ -диаграмме (рис. 6.36) или рассчитывают по таблицам (Приложения 1-3). Точки 1 и 2 на  $s$ - $h$ -диаграмме определяют аналогично описанным ранее способом.

Адиабатный процесс с водяным паром может быть приближенно описан эмпирическим уравнением  $pV_m^k = idem$ , по виду не отличающимся от уравнения адиабаты для идеального газа. В случае сухого насыщенного пара ( $x = 1$ ) показатель адиабаты равен  $k = 1.135$ , а в случае перегретого пара —  $k = 1.3$ . Для водяного пара показатель адиабаты не равен отношению теплоемкостей:  $k \neq c_p/c_v$ , а является лишь эмпирическим показателем степени.

## 6.6. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

### 6.6.1. Общие сведения

В технике часто используются смеси газов с парами, которые при определенных условиях легко конденсируются. Наиболее характерным примером парогазовой смеси является атмосферный воздух, в котором всегда находится водяной пар. При определенных условиях пар может конденсироваться, и в воздухе будут находиться мельчайшие капельки воды. Такую смесь называют туманом. С точки зрения биоэнергетики влажный воздух играет самую положительную роль, так как является одним из факторов, обеспечивающих существование живой и неживой природы.

Тем не менее, наличие водяного пара в воздухе может приводить к отрицательным последствиям, особенно в технических устройствах. Влага является причиной коррозии деталей многих машин (в том числе и военного назначения). Особенно вредно наличие водяного пара в помещениях

для длительного хранения боевых машин, так как в конечном итоге может привести к небоеспособности целых подразделений и частей. Поэтому эти подразделения и части снабжаются специальными технологическими аппаратами, позволяющими уменьшить количество влаги в воздухе.

Известно, что силовые установки многоцелевых гусеничных и колесных машин, как правило, в своем составе имеют воздушную систему. Воздух из-за сильного сжатия в компрессоре (давление увеличивается примерно в 150 раз) поступает в воздушные баллоны. Вместе с воздухом в баллоны может попасть и водяной пар. Пар при низких температурах конденсируется, переходя в жидкость. Если не предпринимать никаких мер, воздушные баллоны со временем будут наполнены водой, которая при отрицательных температурах замерзнет. Для исключения попадания воды в баллоны воздушная система имеет в своем составе влагомаслоотделитель. При разработке машин конструкторы учитывают наличие в воздухе (окружающей среде) паров воды и предпринимают технические меры по устранению (или уменьшению) их вредного влияния на надежность этих машин.

Особенно опасно попадание воды в топливную систему двигателя. Замерзание воды в топливной системе приводит к остановке двигателя. Особенно опасно попадание воды в топливную систему самолета, поэтому в авиации ведется усиленная профилактика против попадания воды в топливную систему двигателя, как на конструкторском, так и на эксплуатационном уровне.

Вода в топливную систему может попасть не только из-за нарушений правил хранения топлива, но и вследствие нарушения правил эксплуатации машины. При эксплуатации машины топливо из ее баков постоянно вырабатывается. Пустое пространство в баках занимает воздух, который содержит различное количество водяного пара. Можно сказать, что при эксплуатации машин топливные баки «дышат». Хранение машины с не заправленными баками приводит к тому, что при определенном понижении температуры окружающей среды водяной пар в них конденсируется и вода накапливается в нижней точке топливной системы. При отрицательных температурах эта вода замерзает, образуя ледяную пробку. Двигатель останавливается. Опыт эксплуатации боевых машин в районах с влажным климатом подтвердил эти закономерности.

Таким образом, конструкторам машин и специалистам, занимающимся их эксплуатацией, необходимо учитывать наличие в воздухе водяного пара.

### 6.6.2. Основные понятия и определения

Воздух, не содержащий водяных паров, называется сухим. Воздух, содержащий водяной пар (смесь сухого воздуха с водяным паром) называется влажным воздухом. Влажный воздух представляет собой частный случай газовой смеси. Количество водяного пара в газовой смеси не может быть произвольным. В зависимости от температуры и полного давления смеси количество водяного пара во влажном воздухе не может превышать определенной величины.

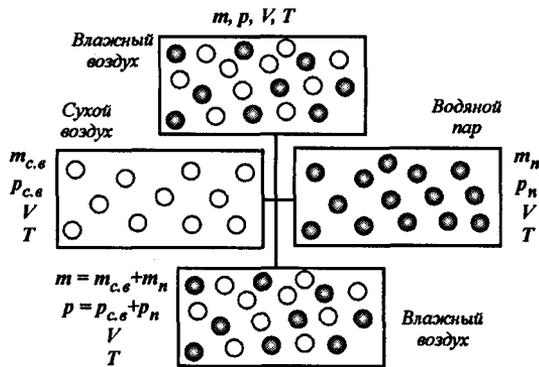


Рис. 6.37. Определение параметров влажного воздуха

Так как в процессах изменения физического состояния влажного воздуха состав сухой части воздуха не изменяется, его можно считать одним из компонентов паровоздушной смеси, несмотря на то, что в действительности он сам является смесью некоторых газов.

В атмосферном воздухе, как правило, пар находится в перегретом состоянии под небольшим парциальным давлением. В термодинамике влажный воздух рассматривают как смесь идеальных газов, за исключением того, что при определенных условиях в ней происходит конденсация водяного пара (фазовое превращение воды).

Рассмотрим влажный воздух, находящийся в закрытом сосуде (рис. 6.37).

Этот воздух имеет массу  $m$  и занимает весь объем сосуда  $V$ . Давление и температура влажного воздуха соответственно равны  $p$  и  $T$ . Извлечем из сосуда пар. Тогда в нем останется только сухой воздух массой  $m_{c.в}$ , занимающий тот же объем сосуда  $V$  при той же температуре  $T$ . Так как масса воздуха уменьшилась ( $m_{c.в} < m$ ), то при неизменных параметрах  $V$  и  $T$  уменьшается давление сухого воздуха ( $p_{c.в} < p$ ). Давление  $p_{c.в}$  называют *парциальным давлением сухого воздуха*.

Поступим аналогично и с водяным паром, удалив из сосуда только сухой воздух. В этом случае масса остающегося в сосуде пара будет меньше массы влажного воздуха ( $m_n < m$ ). Так как объем и температура пара не изменяются, то его давление уменьшится до величины ( $p_n < p$ ). Величину  $p_n$  называют *парциальным давлением пара*. Тогда согласно закону Дальтона можно записать  $p = p_{c.в} + p_n$ .

Приведенное выше выражение интерпретируется следующим образом: давление влажного воздуха равно сумме парциальных давлений сухого воздуха и водяного пара.

Суммарная масса влажного воздуха  $m$  равна сумме масс сухого воздуха  $m_{c.в}$  и водяного пара  $m_n$ :

$$m = m_{c.в} + m_n.$$

Если влажный воздух находится при атмосферном давлении  $p_0$ , то приведенное выше выражение будет иметь вид

$$p_0 = p_{c.в} + p_n.$$

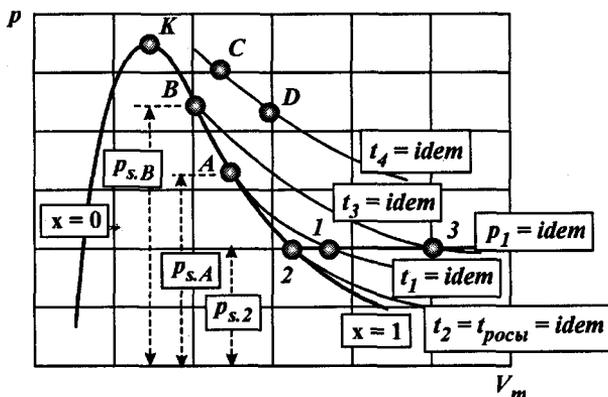


Рис. 6.38. Определение параметров водяного пара, содержащегося во влажном воздухе

Состояние водяного пара во влажном воздухе определяется температурой, равной температуре влажного воздуха  $T$ , и парциальным давлением пара  $p_n$ . Водяной пар во влажном воздухе может находиться в двух состояниях:

- *перегретом* — если его температура выше температуры кипения воды при данном давлении;
- *насыщенном* — если его температура равна температуре кипения воды при данном давлении.

Если влажный воздух содержит водяной пар в насыщенном состоянии, он называется насыщенным. В этом случае парциальное давление  $p_n$  водяного пара равно давлению его насыщения  $p_s$ , которому соответствует температура влажного воздуха  $T$ , равная температуре насыщения  $T_s$ . Таким образом, для влажного насыщенного воздуха справедливы равенства:

$$p_n = p_s; \quad T = T_s.$$

Если пар, находящийся в смеси с воздухом, является перегретым, то влажный воздух называется ненасыщенным. Для такой смеси справедливы условия:

$$p_n < p_s; \quad T_n = T > T_s.$$

Проанализируем состояние пара в смеси с воздухом с помощью диаграммы удельный объем — давление (рис. 6.38). Пусть параметры пара соответствуют точке 1. Точка 1 расположена в области перегретого пара. При заданных температуре и давлении влажного воздуха всегда существует такое состояние, когда в нем содержится максимально возможное в этих условиях количество водяного пара. Этому состоянию на диаграмме (рис. 6.38) соответствует точка А, где водяной пар является сухим насыщенным. При этом плотность водяного пара будет максимальной  $\rho_n^{\max}$  и равной плотности сухого насыщенного пара  $\rho_n^s$  при заданной температуре влажного воздуха  $T$ , т. е.  $\rho_n^{\max} = \rho_n^s$ .

Влажный воздух представляет собой бинарную смесь сухого воздуха и водяного пара, поэтому его термодинамические свойства зависят от

их количественного соотношения. Физические свойства влажного воздуха характеризуются следующими параметрами:

- парциальным давлением водяного пара  $p_n$ ;
- влажосодержанием  $d$ ;
- абсолютной влажностью  $\rho_n$ ;
- относительной влажностью  $\varphi$ ;
- степенью насыщения  $\phi$ ;
- удельной энтальпией  $h$ ;
- удельной теплоемкостью  $c$ ;
- удельным объемом  $V_m$  (или плотностью  $\rho = 1/V_m$ );
- температурой по сухому термометру  $t_c$ ;
- температурой по мокрому термометру  $t_m$ ;
- температурой точки росы  $t_{\text{росы}}$ .

*Абсолютной влажностью воздуха* (массовой концентрацией водяных паров в воздухе) называется величина, численно равная отношению массы водяного пара  $m_n$  к объему влажного воздуха  $V_b$ :

$$\rho_n = \frac{m_n}{V_b}. \quad (6.42)$$

Так как пар занимает тот же объем, что и воздух, то выражение (6.42) можно записать в виде

$$\rho_n = \frac{m_n}{V_n}. \quad (6.42')$$

Таким образом, абсолютная влажность воздуха равна плотности  $\rho_n$  находящегося в нем водяного пара.

*Относительной влажностью* воздуха  $\varphi$  называют величину, численно равную отношению абсолютной влажности воздуха  $\rho_n$  при данной температуре смеси к максимально возможной абсолютной влажности воздуха  $\rho_n^{\text{max}} = \rho_n^s$  при этой же температуре:

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_n^{\text{max}}} = \frac{\rho_n}{\rho_n^s}. \quad (6.43)$$

В состоянии 1 (рис. 6.38) пар во влажном воздухе находится в перегретом состоянии и имеет плотность  $\rho_n$ . Проведем над влажным воздухом эксперимент — будем его сжимать. При сжатии влажного воздуха будут возрастать давление и температура, поэтому с целью поддержания постоянства температуры одновременно будем охлаждать его. При сжатии масса пара  $m_n$  не изменяется, а его объем  $V_n$  уменьшается, так как уменьшается объем влажного воздуха  $V_b$ . Таким образом, в процессе 1-А (рис. 6.38) плотность пара, определяемая выражением (6.42'), увеличивается. В точке А пар становится сухим насыщенным. Его парциальное давление равно давлению насыщения  $p_A = p_s$ , при этом его плотность достигает максимального значения  $\rho_n^{\text{max}} = \rho_n^s$ . Следовательно, при температуре  $T$  влажного воздуха точка А (рис. 6.38) соответствует максимальному значению абсолютной влажности воздуха.

Запишем уравнение состояния идеального газа (хотя водяной пар является реальным газом) для точек 1 и А (рис. 6.38):

$$\left. \begin{aligned} p_n V_n &= m_n R_o T; \\ p_s V_{s,A} &= m_n R_o T \end{aligned} \right\}.$$

Учитывая, что  $m_n/V_n = \rho_n$ , приведенную выше систему уравнений можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} p_n &= \rho_n R_o T; \\ p_s &= \rho_n^s R_o T \end{aligned} \right\}.$$

Разделим первое уравнение на второе:

$$\frac{p_n}{p_s} = \frac{\rho_n}{\rho_n^s}.$$

Учитывая выражение (6.43), последнее выражение можно представить в виде

$$\varphi = \frac{p_n}{p_s}. \quad (6.44)$$

Относительная влажность воздуха характеризует степень его насыщения водяным паром по отношению к состоянию полного насыщения при той же температуре. Она может изменяться от значения  $\varphi_{\min} = 0$  до значения  $\varphi_{\max} = 1$ .

На рис. 6.38 видно, что:

- чем правее линии  $x = 1$  расположена точка, характеризующая состояние водяного пара при данном давлении, тем больше его температура (тем больше пар перегрет). Температура пара равна температуре влажного воздуха;
- чем больше температура перегретого пара, тем больше его парциальное давление  $p_s$ , при котором он переходит в состояние сухого насыщенного пара;
- чем больше парциальное давление  $p_s$  сухого насыщенного пара, тем меньше согласно выражению (6.44) относительная влажность воздуха  $\varphi$ .

Таким образом, с ростом температуры влажного воздуха его относительная влажность уменьшается.

Пусть состояние пара соответствует параметрам точки 3 (рис. 6.38). Будем сжимать пар изотермически ( $t_3 = idem$ ). В этом случае объем пара будет уменьшаться, а его парциальное давление — увеличиваться (точка 3 смещается в сторону точки В). В точке В водяной пар станет сухим насыщенным. Его парциальное давление будет равно давлению насыщения  $p_{s,B}$ . При совпадении точек 3 и В воздух станет насыщенным, и будет представлять собой смесь сухого воздуха и сухого насыщенного пара. Влажность такого воздуха равна  $\varphi = 1$  (100%). Дальнейшее изотермическое сжатие приведет уже к конденсации водяного пара. Изотерма  $t_3 = idem$  в данном случае является предельной изотермой, которая пересекает кривую  $x = idem$ . Изотерма  $t_4 = idem$  уже не пересекает кривую насыщения

$x = idem$ , поэтому пар при этой температуре никогда не перейдет в состояние насыщения (он будет оставаться перегретым).

Сжимая водяной пар по изотерме  $t_1 = idem$ , можно достигнуть состояния насыщения (точка  $A$ ) при меньшем парциальном давлении  $p_{s,A}$ .

Превратить воздух из ненасыщенного состояния в насыщенное состояние можно и другим путем. Если охладить влажный ненасыщенный воздух при постоянном давлении, то в точке 2 изобара 1-2 пересечет кривую насыщения  $x = idem$ . При охлаждении температура влажного воздуха и пара, содержащегося в нем, понижается. В точке 2 пар начнет конденсироваться. Относительная влажность воздуха  $\varphi = 1$  (100%). В точке 2 пар имеет температуру, равную  $t_2$ . Температура  $t_2$  соответствует состоянию сухого насыщенного пара при данном давлении. Дальнейшее охлаждение воздуха приведет к конденсации водяного пара (выпадению росы). Температура, до которой необходимо охладить ненасыщенный воздух, чтобы в нем перегретый пар стал насыщенным, называют *температурой точки росы*; она равна температуре насыщения  $t_s$ .

Относительная влажность сама по себе еще не характеризует содержание пара во влажном воздухе. Для этого необходимо знать еще значение температуры.

Одной из основных характеристик влажного воздуха является его влагосодержание. Влагосодержанием называется физическая величина, численно равная отношению массы водяного пара  $m_n$ , содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха  $m_{c.в}$ :

$$d = \frac{m_n}{m_{c.в}} = \frac{\rho_n}{\rho_{c.в}}. \quad (6.45)$$

Если в воздухе находится пар в состоянии, близком к идеальному газу (при небольшом парциальном давлении и в перегретом состоянии), то для пара и сухого воздуха справедливы уравнения Клапейрона:

$$\left. \begin{aligned} p_n \cdot V_n &= m_n \cdot R_{o,n} \cdot T_n; \\ p_{c.в} \cdot V_{c.в} &= m_{c.в} \cdot R_{o,c.в} \cdot T_{c.в} \end{aligned} \right\}. \quad (6.46)$$

Преобразуем систему уравнений (6.46) к виду:

$$\left. \begin{aligned} \rho_n &= \frac{m_n}{V_n} = \frac{p_n}{R_{o,n} \cdot T_n}; \\ \rho_{c.в} &= \frac{m_{c.в}}{V_{c.в}} = \frac{p_{c.в}}{R_{o,c.в} \cdot T_{c.в}} \end{aligned} \right\}. \quad (6.47)$$

Разделим первое выражение системы (6.47) на второе:

$$\frac{\rho_n}{\rho_{c.в}} = \frac{R_{o,n} \cdot p_n}{R_{o,c.в} \cdot p_{c.в}}, \quad [T_{c.в} = T_n]. \quad (6.48)$$

Учитывая, что удельная газовая постоянная сухого воздуха и удельная газовая постоянная пара равны соответственно

$$R_{o,c.в} = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}), \quad R_{o,n} = 462 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

а также учитывая зависимость (6.45), выражение (6.48) можно представить в виде

$$d = \frac{287 \cdot p_n}{462 \cdot p_{c.в}} = 0.622 \frac{p_n}{p_{c.в}} \left[ \frac{\text{кг водяного пара}}{\text{кг сухого воздуха}} \right]. \quad (6.49)$$

Из выражения (6.44) следует, что  $p_n = \varphi \cdot p_s$ , поэтому выражение (6.49) можно представить в виде

$$d = 0.622 \frac{\varphi \cdot p_s}{p_{c.в.}}$$

Для окружающей среды на основании закона Дальтона запишем:

$$p_{c.в.} = p_o - p_n.$$

Тогда окончательно выражение (6.49) представим в виде

$$d = 0.622 \frac{\varphi \cdot p_s}{p_o - p_n}, \quad \left[ \frac{\text{кг водяного пара}}{\text{кг сухого воздуха}} \right]. \quad (6.50)$$

Так как значения  $d$  в приведенных выше единицах измерения очень малы, в практических расчетах используются кратные единицы измерения

$$\left[ \frac{\text{г водяного пара}}{\text{кг сухого воздуха}} \right].$$

Массовой долей пара  $\bar{q}_n$  называют величину, численно равную отношению массы пара  $m_n$  к массе влажного воздуха  $m$ :

$$\bar{q}_n = \frac{m_n}{m} = \frac{m_n}{m_{c.в.} + m_n}.$$

Учитывая зависимость (6.45), приведенное выше выражение представим в виде

$$\bar{q}_n = \frac{d m_{c.в.}}{m_{c.в.} + d m_{c.в.}} = \frac{d}{1 + d}. \quad (6.51)$$

Определим плотность влажного воздуха, считая его идеальным газом. Для этого запишем для него уравнение состояния идеального газа

$$p_o V_v = m R_o T_o; \quad p_o = \frac{m}{V_v} R_o T_o; \quad p_o = \rho_o R_o T_o; \quad \rho_o = \frac{p_o}{R_o T_o}. \quad (6.52)$$

Удельная газовая постоянная  $R_o$  влажного воздуха, представляющего собой смесь сухого воздуха и водяного пара, равна

$$R_o = \frac{R}{M_{см}} = \frac{8314 [\text{Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})]}{M_{см} [\text{кг}/\text{кмоль}]},$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $M_{см}$  — кажущаяся молярная масса смеси сухого воздуха и водяного пара.

Последнее выражение можно представить в виде

$$R_o = \frac{8314}{M_{c.в.} r_{c.в.} + M_n r_n}, \quad (6.53)$$

где  $M_{c.в.}$  — молярная масса сухого воздуха;  $M_n$  — молярная масса водяного пара;  $r_{c.в.}$  — объемная доля сухого воздуха во влажном воздухе;  $r_n$  — объемная доля пара во влажном воздухе.

Учитывая, что

$$r_{c.в.} = \frac{p_{c.в.}}{p_o} = \frac{p_o - p_n}{p_o}; \quad r_n = \frac{p_n}{p_o},$$

выражение (6.53) представим в виде

$$\begin{aligned}
 R_o &= \frac{8314 \text{ [Дж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{28.96 \text{ [кг/кмоль]} r_{c,v} + 18.01 \text{ [кг/кмоль]} r_n} = \\
 &= \frac{8314 \text{ [Дж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{28.96 \text{ [кг/кмоль]} \cdot \frac{p_o - p_n}{p_o} + 18.01 \text{ [кг/кмоль]} \cdot \frac{p_n}{p_o}} = \\
 &= \frac{8314}{28.96 \frac{p_o}{p_o} - 28.96 \frac{p_n}{p_o} + 18.01 \frac{p_n}{p_o}} = \\
 &= \frac{8314 \text{ [Дж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{28.96 \text{ [кг/кмоль]} - 10.95 \text{ [кг/кмоль]} \frac{p_n}{p_o}}. \quad (6.54)
 \end{aligned}$$

Подставив выражение (6.54) в зависимость (6.52), получим

$$\rho_o = \frac{28.96 p_o - 10.95 p_n}{8314 T_o}. \quad (6.55)$$

Таким образом, с увеличением парциального давления водяного пара  $p_n$  при постоянной температуре относительная влажность воздуха увеличивается (см. выражение (6.44)), а его плотность уменьшается (см. выражение (6.55)).

Молярная масса влажного воздуха равна

$$\begin{aligned}
 M_B = M_{cm} &= M_{c,v} r_{c,v} + M_n r_n = 28.96 \text{ [кг/кмоль]} \cdot r_{c,v} + 18.01 \text{ [кг/кмоль]} \cdot r_n = \\
 &= 28.96 \frac{p_o - p_n}{p_o} + 18.01 \frac{p_n}{p_o} = 28.96 - 28.96 \frac{p_n}{p_o} + 18.01 \frac{p_n}{p_o} = \\
 &= 28.96 - 10.95 \frac{p_n}{p_o}. \quad (6.56)
 \end{aligned}$$

Так как  $p_n = \varphi \cdot p_s$ , то выражение (6.56) можно представить в виде

$$M_B = 28.96 - 10.95 \frac{\varphi \cdot p_s}{p_o}. \quad (6.57)$$

Из выражения (6.57) видно, чем больше влажность воздуха, тем он легче (меньше его масса).

Подставив выражение (6.44) в выражение (6.54), получим

$$R_o = \frac{8314 \text{ [Дж/(кмоль} \cdot \text{К)]}}{28.96 \text{ [кг/кмоль]} - 10.95 \text{ [кг/кмоль]} \frac{\varphi \cdot p_s}{p_o}}. \quad (6.58)$$

При  $\varphi = 0$  воздух не содержит водяного пара и является сухим. В соответствии с выражением (6.58) удельная газовая постоянная такого воздуха равна

$$R_{o,c,v} = 287 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)}.$$

При  $\varphi = 1$  воздух фактически состоит только из одного водяного пара ( $p_s = p_o$ ). В соответствии с выражением (6.58), удельная газовая постоянная такого воздуха равна

$$R_{o,n} = 461 \text{ Дж/(кмоль} \cdot \text{К)}.$$

Таким образом, удельная газовая постоянная сухого воздуха всегда меньше удельной газовой постоянной влажного воздуха ( $R_{0,c,v} < R_{0,n}$ ).

Величина, численно равная отношению влагосодержания  $d$  ненасыщенного воздуха к влагосодержанию  $d_s$  насыщенного воздуха при той же температуре называется *степенью насыщения* воздуха (обозначается  $\phi$ ):

$$\phi = \frac{d}{d_s}. \quad (6.59)$$

При небольших значениях температуры влажного воздуха (до 15...20°C) с достаточной точностью можно принимать  $\phi = \phi$ .

При изменении состояния влажного воздуха влага может удаляться из смеси или вводиться в нее. Вследствие фазового перехода содержание пара во влажном воздухе может изменяться (постоянной остается только масса сухого воздуха).

Удельная энтальпия  $h$  влажного воздуха определяется как энтальпия газовой смеси 1 кг сухого воздуха и  $d$  кг водяного пара

$$h = h_{c,v} + d \cdot h_n, \quad (6.60)$$

где  $h_{c,v}$  — удельная энтальпия 1 кг сухого воздуха;

$h_n$  — удельная энтальпия 1 кг водяного пара.

При определении энтальпии влажного воздуха (смеси газов) необходимо, чтобы энтальпии компонентов смеси имели одно и то же начало отсчета. Для воды и ее пара за начало отсчета принимают температуру тройной точки воды 0.01°C (273.16 К) при давлении  $p = 611$  кПа. Для воздуха, как для идеального газа, достаточно указать только температуру. Удельная энтальпия сухого воздуха определяется так же, как и для идеального газа

$$h_{c,v} = c_{p,v} t = 1 t, \quad (6.61)$$

где  $c_{p,v} = 1$  [кДж/(кг · К)] — удельная изобарная теплоемкость сухого воздуха в интервале температур от -50 до 100°C;  $t$  — температура сухого воздуха, К.

Водяной пар в первом приближении можно принять в качестве идеального газа, энтальпия которого не зависит от давления. Если, кроме того, учесть, что в условиях изменения физического состояния влажного воздуха интервал изменения температур мал, то можно принять теплоемкость водяного пара постоянной. При этих упрощающих положениях энтальпия водяного пара может быть определена с помощью простой зависимости

$$h_n = r + c_{p,n} t, \quad (6.62)$$

где  $r$  — скрытая теплота парообразования при 0°C;  $c_{p,n}$  — удельная теплоемкость пара.

Для малого интервала температур, в пределах которого пар считают идеальным газом (его теплоемкость и энтальпия не зависят от давления), удельная теплоемкость водяного пара примерно равна

$$c_{p,n} = 1.93 \text{ кДж/(кг · К)}.$$

Так как  $r = 2501$  кДж/кг, то выражение (6.62) можно представить в виде

$$h_n = 2501 \text{ [кДж/кг]} + 1.93 \text{ [кДж/(кг · К)] } t. \quad (6.63)$$

Подставляя выражения (6.61) и (6.63) в выражение (6.60), получим

$$h = 1 [\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})] t + d \cdot (2501 [\text{кДж}/\text{кг}] + 1.93 [\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})] t). \quad (6.64)$$

Зависимость (6.64) была предложена профессором Л. К. Рамзиным.

Удельная теплоемкость влажного воздуха равна сумме теплоемкостей 1 кг сухого воздуха и  $d$  кг водяного пара

$$c_p = c_{p, \text{с.в}} + d c_{п}. \quad (6.65)$$

Подставляя выражения (6.61) и (6.62) в выражение (6.60), получим

$$\begin{aligned} h &= c_{p, \text{с.в}} t + (2501 + c_{п} t) d = c_{p, \text{с.в}} t + 2501 d + c_{п} t d = \\ &= c_{p, \text{с.в}} t + 2501 d + c_{п} t d = (c_{p, \text{с.в}} + c_{п} d) t + 2501 d. \end{aligned}$$

Учитывая зависимость (6.65), последнее выражение можно представить в виде

$$h = c_p t + 2501 d. \quad (6.66)$$

Анализ выражения (6.66) показывает, что энтальпия влажного воздуха определяется как сумма двух слагаемых, из которых:

- первое существенно зависит от температуры  $t$  воздуха (его называют *явной*, или *ощутимой*, *теплотой* влажного воздуха);
- второе зависит только от влагосодержания  $d$  (его называют *скрытой теплотой* влажного воздуха).

В результате конденсации водяного пара происходит передача энергии в тепловой форме (скрытой теплоты) от воды к воздуху. Именно поэтому при возникновении тумана температура окружающего воздуха несколько повышается.

### 6.6.3. Диаграмма влажного воздуха в координатах влагосодержание — энтальпия

Несмотря на то, что графические методы в настоящее время уже уступают аналитическим методам (благодаря применению ЭВМ), при определении параметров технологического процесса при атмосферном давлении в некоторых областях производственной деятельности все еще широко применяются графические диаграммы влажного воздуха. Наиболее удобной для практических расчетов оказывается  $d$ - $h$ -диаграмма влажного воздуха, предложенная профессором Рамзиным Л. К. в 1918 г. Все существующие  $d$ - $h$ -диаграммы построены для влажного воздуха при давлении, равном  $p_0 = 99.3$  кПа (760 мм рт. ст.), что соответствует среднему годовому барометрическому давлению в центральных районах страны. Эту диаграмму можно использовать и в случае небольшого отклонения давления окружающей среды от приведенного выше значения. При исследовании процессов влажного воздуха, находящегося под большим давлением,  $d$ - $h$ -диаграмма дает существенную погрешность.

Идея  $d$ - $h$ -диаграммы проста. Как правило, графические зависимости строят в прямоугольной системе координат. Аналогично можно было бы построить и  $d$ - $h$ -диаграмму ( $h = f(d)$ ). По оси ординат откладывают

значения удельной энтальпии  $h$  влажного воздуха, а по оси абсцисс — значения влагосодержания  $d$ . В прямоугольной системе координат линии удельной энтальпии  $h$  должны располагаться горизонтально. На этот график необходимо также нанести изотермы влажного воздуха  $t = idem$ , при этом, чем выше температура, тем круче изотерма. В этом случае изотермы ненасыщенного воздуха (между линией насыщения и  $t = 100^\circ\text{C}$  занимают узкую полоску. В таком виде  $d$ - $h$ -диаграмма очень неудобна для использования, так как важная для практических расчетов область ненасыщенного воздуха очень сжата, а изменение масштаба по оси ординат приводит к сильному растяжению диаграммы по вертикали. Кроме того, на прямоугольной диаграмме линии  $\varphi = idem$  располагаются слишком близко друг к другу и пересекаются с изотермами под очень острыми углами, что влияет на точность расчетов. В связи с этим, для облегчения практических расчетов с использованием  $d$ - $h$ -диаграммы, ее строят в косоугольной системе координат (рис. 6.39). Для этого ось влагосодержания  $d$  поворачивают по часовой стрелке на угол  $45^\circ$  относительно горизонтальной оси. В этом случае угол между осью ординат (энтальпии) и осью абсцисс (влагосодержания) будет равен  $135^\circ$ . При таком взаимном расположении осей координат линии  $h = idem$  уже располагаются не горизонтально и параллельно оси абсцисс, а идут наклонно (под углом  $45^\circ$  к горизонтали). При этом линии постоянных значений влагосодержания ( $d = idem$ ) идут в виде вертикальных прямых. Кроме линий  $h = idem$  и  $d = idem$ , на диаграмму наносят сетку изотерм, угловой коэффициент которых определяют на основании следующего выражения:  $\operatorname{tg} \alpha = dh/dd$ .

Учитывая выражение (6.64), последнее выражение можно представить в виде

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d(c_{p, \text{в}} \cdot t + d(2501 + 1.93 \cdot t))}{dd} = 2501 + 1.93 \cdot t. \quad (6.68)$$

Изотермы в области перегретого пара изображаются прямыми линиями, слегка поднимающимися слева направо. Чем больше температура влажного воздуха, тем больше угол наклона изотерм. На каждой изотерме находят точки с одинаковыми значениями относительной влажности  $\varphi$ . Соединяя их плавными линиями, получают сетку кривых  $\varphi = idem$ . Кривая насыщения  $\varphi = 100\%$  изображает состояние влажного насыщенного воздуха и является границей рабочей части диаграммы, ниже которой располагается область тумана (снега, льда). Следовательно, кривая  $\varphi = 100\%$  разделяет диаграмму на две области:

- сверху — область влажного ненасыщенного воздуха;
- снизу — область пересыщенного влажного воздуха.

Линии  $\varphi = idem$  плавно поднимаются вплоть до изотермы  $t_{s,p} = 99.4^\circ\text{C}$  (температура насыщения при  $p_s = 745$  мм рт. ст.), после чего становятся почти вертикальными, так как при  $t > t_{s,p} = 99.4^\circ\text{C}$  относительная влажность воздуха  $\varphi$  зависит только от влагосодержания  $d$ . Действительно, при температуре влажного воздуха  $t > t_{s,p}$  и давлении  $p_n = p_o$ ,  $\varphi$ , из

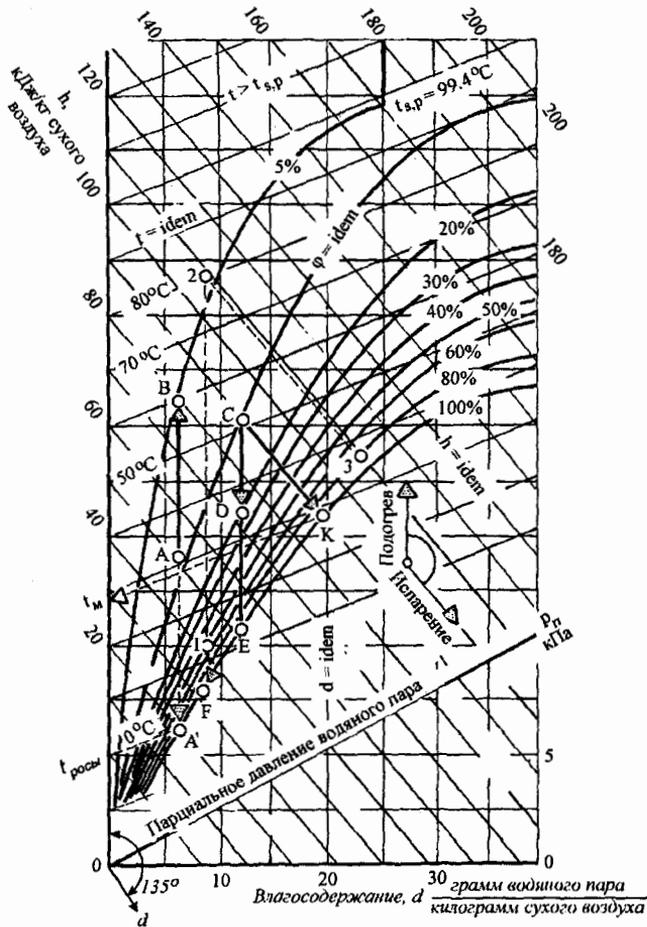


Рис. 6.39. Диаграмма влажного воздуха в координатах влагосодержание–энтальпия

соотношения (6.50) имеем

$$d = 0.622 \frac{p_o \varphi}{p_o - p_o \varphi} = 0.622 \frac{\varphi}{1 - \varphi}.$$

Из этого выражения получаем соотношение

$$\varphi = \frac{d}{d + 0.622},$$

которое показывает, что в области  $t > t_{s,p}$  значение  $\varphi$  при неизменном влагосодержании  $d$  остается постоянным. Некоторое отклонение линий  $\varphi = idem$  в области  $t > t_{s,p}$  от вертикали все же имеет место, хотя на  $d-h$ -диаграмме (рис. 6.39) этого не заметно. Этот факт объясняется тем, что влажный воздух в действительности не совсем точно подчиняется приведенным выше зависимостям, так как эти зависимости получены при некоторых упрощающих обстоятельствах.

В нижней части  $d$ - $h$ -диаграммы на основании зависимости (6.49) построена линия парциального давления водяного пара.

Состояние влажного воздуха (например, в точке  $A$ ; рис. 6.39) можно определить по известным значениям каких-либо двух параметров —  $\varphi$  и  $t$ , или  $p_n$  и  $t$ . После этого можно легко определить величины  $h$  и  $d$ . Для этого же состояния можно установить и температуру точки росы  $t_{\text{росы}}$ , для чего следует из точки  $A$  провести вертикаль  $d = \text{idem}$  до пересечения с линией  $\varphi = 100\%$ . Тогда изотерма, проходящая через точку  $A'$ , будет соответствовать температуре точки росы.

Исходными данными для определения параметров состояния влажного воздуха по  $d$ - $h$ -диаграмме служат показания сухого и мокрого термометров, которые вместе образуют прибор, называемый *психрометром* (рис. 6.40).

Психрометр состоит из двух термометров. Шарик одного из них обмотан тканью, нижние концы которой опущены в сосуд с дистиллированной водой. Сухой термометр регистрирует температуру воздуха, а влажный — температуру испаряющейся воды. При обдувании этого термометра воздухом происходит испарение воды с поверхности влажной ткани, вследствие чего ее температура понижается до тех пор, пока не установится равновесие за счет притока теплоты из окружающих слоев воздуха. Чем суше воздух (чем меньше его относительная влажность), тем интенсивнее испаряется вода из влажной ткани и тем ниже ее температура. Установившаяся температура будет больше температуры точки росы  $t_{\text{росы}}$ , но меньше температуры окружающего воздуха (ее показывает сухой термометр). Эту установившуюся температуру воды называют температурой мокрого термометра (обозначается  $t_m$ ). Разность показаний температур сухого  $t_c$  и мокрого  $t_m$  термометров является мерой количества водяного пара в смеси с воздухом. Следовательно, разность показаний сухого и мокрого термометров  $t_c - t_m$  зависит от относительной влажности воздуха. Зная эту разность температур, определяют относительную влажность воздуха по специальным психрометрическим таблицам или диаграммам. Если воздух насыщен водяным паром, то  $t_c = t_m$ .

Если допустить, что температура влажной поверхности (испаряемой влаги) равна  $0^\circ\text{C}$ , то испарение будет происходить только за счет тепловой энергии влажного воздуха, температура которого будет снижаться, а влагосодержание — повышаться. Однако энтальпия влажного воздуха остается неизменной ( $h = \text{idem}$ ), так как часть ее, затраченная на испарение влаги, возвращается обратно во влажный воздух с испарившейся влагой, то есть данный процесс протекает без внешнего теплообмена. В этом смысле процесс насыщения воздуха можно считать адиабатным, поэтому температура, которую приобретает воздух в конце процесса насыщения ( $\varphi = 100\%$ ), называется температурой адиабатного насыщения  $t_a$ . При указанных допущениях эта температура очень близка к температуре мокрого термометра.

Следовательно, на  $d$ - $h$ -диаграмме процесс адиабатного увлажнения будет протекать по линии  $h = \text{idem}$  (процесс  $C - K$ ; рис. 6.39). Пределом адиабатного увлажнения воздуха будет температура, соответствующая его полному насыщению ( $\varphi = 100\%$ ).

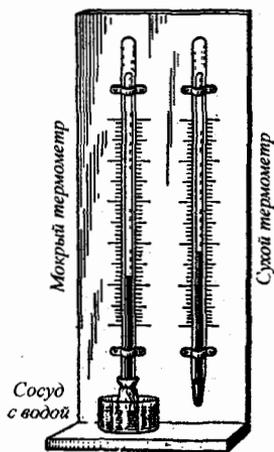


Рис. 6.40. Простейший психрометр

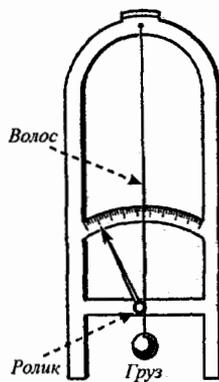


Рис. 6.41. Волосной гигрометр

Показания психрометра дают возможность по  $d$ - $h$ -диаграмме определить относительную влажность и другие характеристики влажного воздуха. Для этого необходимо по показаниям мокрого термометра найти изотерму  $t_m$ , которая на пересечении с кривой  $\varphi = 100\%$  даст точку  $K$ . Проведя из точки  $K$  прямую  $h = idem$  до пересечения с изотермой  $t_c$ , получим искомую точку, соответствующую состоянию влажного воздуха, которая и определяет все параметры влажного воздуха ( $\varphi$ ,  $d$ ,  $h$ ,  $p_n$ ) в исследуемом помещении.

Для определения относительной влажности воздуха может использоваться *волосной гигрометр* (рис. 6.41). Основная его часть — обезжиренный человеческий волос, обладающий способностью удлиняться при увеличении относительной влажности воздуха. Волос навит на ролик и держится в натянутом состоянии грузиком. При изменении влажности меняется длина волоса, ролик вращается и движет стрелку. Деления шкалы указывают относительную влажность воздуха.

#### 6.6.4. Основные процессы с влажным воздухом

С помощью  $d$ - $h$ -диаграммы можно решать ряд инженерных задач.

При нагревании влажного воздуха его влагосодержание  $d$  не изменяется, то есть  $d = idem$ . Следовательно, линия этого процесса должна идти вертикально вверх (например, линия  $A-B$ ; рис. 6.39). Состояние влажного воздуха после подогрева (точка  $B$ ) можно определить по температуре воздуха за подогревателем.

Процесс охлаждения влажного воздуха протекает также без изменения его влагосодержания, если при охлаждении воздух становится насыщенным (линия  $C-D$ ). Если охлаждение воздуха происходит до состояния полного насыщения  $\varphi = 100\%$  (линия  $C-E$ ), то пересечение линии  $d = idem$  с линией  $\varphi = 100\%$  (точка  $E$ ) определяет температуру точки росы  $t_{росы}$ . В этом состоянии водяной пар во влажном воздухе становится

насыщенным. Дальнейшее охлаждение воздуха ниже точки росы (линия  $E-F$ ) приводит к конденсации водяного пара, то есть к осушению влажного воздуха. Количество сконденсированной влаги определяется разностью влагосодержания в точках  $E$  и  $F$ .

Процесс удаления влаги из материала путем подвода к нему тепловой энергии называется сушкой. Осуществляется он в сушильных установках, среди которых наибольшее распространение получили конвективные сушилки, где теплота  $q$  высушиваемому материалу от газообразного теплоносителя передается конвекцией. В качестве теплоносителя используется в основном предварительно нагретый воздух.

Рассмотрим процессы, протекающие в так называемой теоретической сушилке, то есть в сушилке, не имеющей потерь тепловой энергии в окружающую среду и на нагревание высушиваемого материала. Выше отмечалось, что процесс подогрева воздуха в калорифере протекает при  $d = idem$  и изображается вертикальной линией 1-2 (рис. 6.39). Разность ординат  $h_2 - h_1$  соответствует расходу тепловой энергии на подогрев  $(1 + d)$  кг влажного воздуха. После калорифера нагретый воздух поступает в сушильную камеру, где он используется для испарения влаги из высушиваемого материала и при этом увлажняется.

Процесс адиабатного увлажнения воздуха в сушильной камере теоретически протекает по линии  $h = idem$  (линия 2-3; рис. 6.39). Разность влагосодержаний  $d_3 - d_2$  определяет количество влаги, испаренной 1 кг сухого воздуха. Совершенно очевидно, что для испарения 1 кг влаги масса сухого воздуха (в килограммах) должна составлять

$$m_{с.в} = \frac{1000}{d_3 - d_2},$$

а расход тепловой энергии (в килоджоулях на 1 кг испаренной влаги) определяется выражением  $q = m_{с.в}(h_2 - h_1)$ .

Таким образом, с помощью  $d$ - $h$ -диаграммы можно определить изменения параметров влажного воздуха в любом элементарном процессе.

## Вопросы для самоконтроля

1. Каким образом получают перегретый пар?
2. Можно ли воду перевести из твердого состояния в газообразное (пар), минуя жидкое состояние?
3. Приведите примеры применения водяного пара в различных областях промышленности.
4. С какой целью в системах охлаждения ДВС применяются паровоздушные клапаны? Поясните положительный эффект их применения.
5. Проанализируйте эффективность работы системы охлаждения двигателя без паровоздушного клапана.
6. Почему при кипении температура воды не изменяется?
7. Проанализируйте работу системы охлаждения ДВС в высокогорных условиях без применения паровоздушного клапана и с ним.

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ АНАЛИЗА ПОТОКА ГАЗОВ И ПАРОВ

## 7.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Во многих областях инженерной практики широко применяются машины и агрегаты, в которых изучаемая термодинамическая система (газ) находится в непрерывном движении (потоке). К таким устройствам относятся газотурбинные (рис. 7.1) и реактивные двигатели, магистральные газопроводы, компрессоры и другие агрегаты.

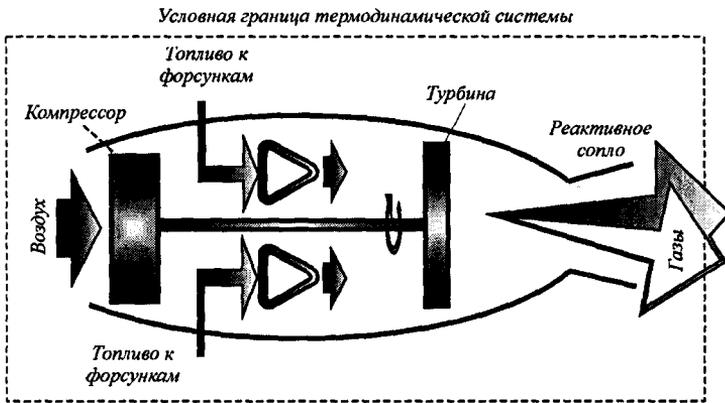


Рис. 7.1. Конструктивная схема турбореактивного двигателя

При движении может изменяться скорость и положение изучаемой термодинамической системы (газа) в пространстве. При этом изучаемая термодинамическая система (как правило, газ) может обмениваться с окружающей средой энергией в тепловой или механической форме. Если в результате движения изменяется положение тела в пространстве, это означает, что изменяется его потенциальная энергия (рис. 7.2). В поле сил тяготения Земли любое тело обладает запасом потенциальной энергии. Если в процессе движения тело переместилось из положения 1 в положение 2, то изменение его потенциальной энергии равно  $\Delta\PiЭ = mgh_2 - mgh_1$ .

Так как тело (газ) имеет вполне определенную температуру, то оно обладает также запасом внутренней энергии.

Человек целенаправленно создает различные машины и механизмы, позволяющие преобразовать один вид энергии в другой. В результате

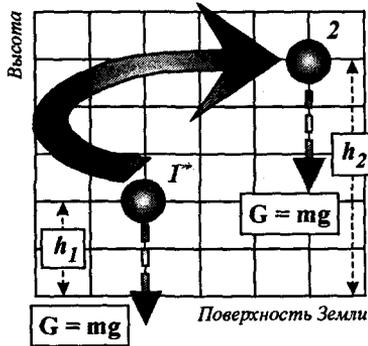


Рис. 7.2. Изменение потенциальной энергии тела в поле тяготения Земли

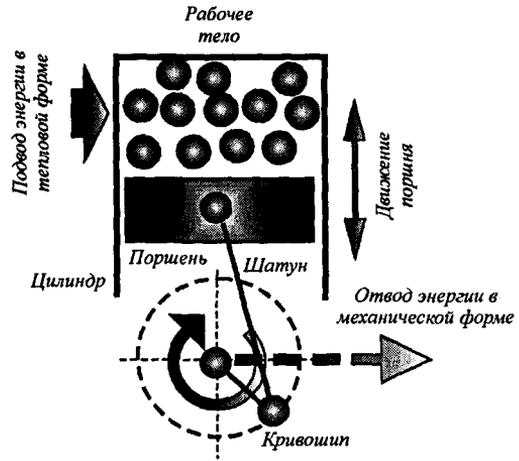


Рис. 7.3. Схема преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму с помощью расширительной машины

такого преобразования имеется возможность получить энергию в механической форме, которая нужна человеку для удовлетворения его жизненных потребностей. В преобразовании энергии самое непосредственное участие принимает термодинамическая система (газ), которую называют *рабочим телом*<sup>1</sup>. При этом передача энергии от рабочего тела к окружающей среде осуществляется посредством выполнения им работы над окружающей средой. В некоторых случаях стремятся энергию преобразовать в обратном направлении — из механической формы в тепловую форму. Это зависит от конкретной цели создания той или иной машины (агрегата). Человек, как правило, создает устройства, преобразующие энергию из тепловой формы в механическую форму. Наши жизненные потребности удовлетворяются в основном за счет использования энергии в механической форме. Огромны также потребности человечества в энергии, находящейся в тепловой форме, но эти потребности, в большинстве случаев, успешно удовлетворяются природными условиями (например, за счет солнечной энергии).

Известно, что в цилиндре с подвижным поршнем (рис. 7.3) можно преобразовать энергию газа из тепловой формы (внутренняя энергия) в механическую форму посредством совершения работы термодинамической системой над окружающей средой или, наоборот, посредством совершения работы окружающей средой над термодинамической системой. Вообще следует помнить, что термин «работа» выражает лишь способ передачи энергии от одного тела к другому (энергия передается от одного тела к другому телу в механической форме, т. е. в результате механического (силового) взаимодействия).

<sup>1</sup> Рабочим телом называют, как правило, газ, посредством которого происходит преобразование энергии из одной формы в другую.

Процесс расширения газа происходит в цилиндре поршневого двигателя внутреннего сгорания при закрытых клапанах. В этом случае рабочее тело (газ) совершает положительную работу. В определенные моменты времени в поршневом двигателе внутреннего сгорания при закрытых клапанах (органах управления газообменом) происходит сжатие горючей смеси (в бензиновом двигателе) или воздуха (в дизельном двигателе). В этом случае окружающая среда совершает работу сжатия над рабочим телом в цилиндре двигателя (поршень перемещается к ВМТ за счет накопленной кинетической энергии маховиком или за счет работы, совершаемой в других цилиндрах многоцилиндрового двигателя). При сжатии рабочее тело совершает уже отрицательную работу. Термин «отрицательная работа» означает лишь то, что работа совершается окружающей средой над рабочим телом. Если открыть выпускные клапаны, то рабочее тело покинет пределы цилиндра (границы рассматриваемой термодинамической системы). В этом случае говорят, что термодинамическая система (газ) и окружающая среда обмениваются веществом, т. е. термодинамическая система является открытой. Когда органы газораспределения закрыты (термодинамическая система и окружающая среда не обмениваются веществом), рассматриваемая система является *закрытой*. Следует заметить, что при открытых органах газораспределения рабочее тело покидает пределы цилиндра и может двигаться с большой скоростью, т. е. оно обладает запасом кинетической энергии. С помощью специальных устройств эта энергия может быть преобразована в полезную работу (например, в турбине).

Устройствами, в которых рабочее тело находится в условиях открытой термодинамической системы, являются:

- газотурбинные двигатели (например, ГТД-1250, ГТД-1000Т, ГТД-1000ТФ);
- турбокомпрессоры, применяемые для наддува поршневых двигателей;
- вентиляторы;
- компрессоры для нагнетания газов (лопаточные — для наддува двигателей В-46, В-84, 5ТДФ, 6ТД; поршневые (например, АК-150 и их модификации) — для наполнения баллонов сжатым воздухом).

На рис. 7.1 пунктирной линией показана условная граница термодинамической системы. Условной она называется потому, что определяется мысленно исследователем в интересах решения стоящих перед ним задач. Если бы система была закрытой, газ (рабочее тело) не должен выходить за ее пределы. В данном случае рабочее тело как входит в установленные пределы, так и выходит за них.

В настоящее время газотурбинные двигатели получили самое широкое распространение в воздушном, морском, наземном транспорте, а также в ракетно-космической технике. В танке Т-80У используется газотурбинный двигатель ГТД-1250. В нем рабочее тело (газ) постоянно движется через проточную часть. Через вход в проточную часть двигателя постоянно поступает воздух, а через выход рабочее тело постоянно покидает его проточную часть. Если мысленно очертить границы рабочего тела внутри проточной части двигателя, нетрудно установить, что система является от-

крытой (происходит постоянный обмен веществом между рассматриваемой системой и окружающей средой).

Создание совершенных газотурбинных двигателей в настоящее время стало возможным благодаря эмпирическому опыту, накопленному человечеством, а также тем знаниям, которые получены в результате длительных научных исследований. В этой связи становится очевидным факт, что современный инженер для понимания теории тепловых двигателей, методов их расчета, организации их правильной эксплуатации должен глубоко уяснить процессы, протекающие в открытых термодинамических системах.

Мы будем рассматривать стационарные течения газов (паров), в которых направление вектора скорости и ее значение в каждой точке потока неизменны во времени.

Основные отличия открытых термодинамических систем от закрытых систем рассмотрены ранее.

Теоретической основой для исследования термодинамических процессов, происходящих в открытых системах, является первый закон термодинамики (закон сохранения энергии).

## 7.2. УРАВНЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ СТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА ГАЗА

Первый закон термодинамики носит всеобщий характер и выполняется во всех термодинамических системах, независимо от того, являются они открытыми или закрытыми, консервативными или неконсервативными.

При движении в каналах энергетического оборудования скорость газа (рабочего тела) и его положение в пространстве могут изменяться. Изменение скорости потока газа означает изменение его кинетической энергии, а изменение положения в пространстве означает изменение его потенциальной энергии<sup>1</sup>. Изменение кинетической и потенциальной энергии газового потока можно непосредственно определить по изменению его скорости или положения в пространстве. Эти два вида механической энергии иногда называют *внешней* формой энергии, чтобы отдельно от них изучать тепловые эффекты, связанные с изменением *внутренней* энергии. Напомним, что физические тела никакими особыми видами энергии не обладают. Деление энергии на виды (формы) является научной абстракцией и делается только с целью систематизации знаний.

Газовый поток может обмениваться энергией с окружающей средой в механической и тепловой форме. Энергия может передаваться как из окружающей среды к газовому потоку, так и от газового потока к окружающей среде.

Так как газовый поток в результате теплового или механического, взаимодействия с телами окружающей среды может обмениваться с ней энергией, то его полная энергия может изменяться. Полная энергия рассматриваемой термодинамической системы равна сумме трех форм (видов) энергии:

<sup>1</sup> Здесь понимается изменение энергии в механической форме.

- кинетической;
- потенциальной;
- внутренней.

В закрытой термодинамической системе (газ в цилиндре с подвижным поршнем) обмен энергией между рабочим телом и окружающей средой в форме теплоты или работы (в результате теплового или механического взаимодействия) приводит к изменению только его внутренней энергии. В открытой термодинамической системе (например, газ в каналах ГТД) обмен энергией между рабочим телом и окружающей средой в форме теплоты или работы может приводить к изменению его как внешней (кинетической или потенциальной), так и внутренней энергии. При этом следует помнить, что энергия может передаваться двумя способами — совершением работы или посредством теплообмена.

Если имеет место обмен энергией между рассматриваемой термодинамической системой и окружающей средой путем теплообмена (передача энергии в форме теплоты в любом направлении), то не вся энергия идет на изменение ее внутренней составляющей. Часть этой энергии может быть преобразована из тепловой формы в механическую форму. Аналогично можно утверждать, если рассматриваемая термодинамическая система и окружающая среда обмениваются энергией в механической форме, то не вся эта энергия идет на изменение ее механической составляющей. Часть этой энергии может быть преобразована из механической формы в тепловую форму. В общем случае между рассматриваемой термодинамической системой и окружающей средой может иметь место как тепловое, так и механическое взаимодействие, которое может привести к изменению ее полной энергии. Следовательно, в общем, уравнение первого закона термодинамики может быть представлено в виде

$$\Delta E = Q - W, \quad (7.1)$$

где  $\Delta E$  — результирующее изменение энергии термодинамической системы;  $Q$  — результирующее количество энергии, которым обмениваются термодинамическая система и окружающая среда в результате теплового взаимодействия;  $W$  — результирующее количество энергии, которым обмениваются термодинамическая система и окружающая среда в результате механического взаимодействия.

Изменение энергии термодинамической системы равно

$$\Delta E = \Delta KЭ + \Delta ПЭ + \Delta ВЭ, \quad (7.2)$$

где  $\Delta KЭ$  — изменение кинетической энергии термодинамической системы (газа);  $\Delta ПЭ$  — изменение потенциальной энергии термодинамической системы (газа);  $\Delta ВЭ$  — изменение внутренней энергии термодинамической системы (газа).

Подставив выражение (7.2) в выражение (7.1), получим

$$\Delta KЭ + \Delta ПЭ + \Delta ВЭ = Q - W. \quad (7.3)$$

Рассмотрим общую схему открытой термодинамической системы (рис. 7.4). В теплообменном аппарате термодинамическая система (газ) и окружающая среда обмениваются энергией в тепловой форме. В результа-

те теплового взаимодействия термодинамическая система и окружающая среда обмениваются энергией в тепловой форме в количестве  $Q$ . С помощью лопаточной машины (турбины или компрессора) термодинамическая система (газ) и окружающая среда могут обмениваться энергией в механической форме. В результате силового взаимодействия между окружающей средой и термодинамической системой происходит обмен энергией в количестве, равном результирующей технической работе  $W_{\text{тех}}$ . Таким образом, техническая работа — это количество энергии в механической форме, которым обмениваются открытая термодинамическая система и окружающая среда.

Движущийся газовый поток обладает запасом кинетической энергии. Если на пути этого потока поместить специальную лопаточную машину с подвижными стенками (турбину), то он может перемещать эти стенки (лопатки). В этом случае кинетическая энергия от рассматриваемой термодинамической системы (газового потока) передается подвижным стенкам лопаточной машины. Следовательно, с помощью такой лопаточной машины энергия в механической форме передается от газового потока к окружающей среде. Передача энергии в механической форме может происходить и в обратном направлении. Если подвижные стенки принудительно вращать, то энергия от такой лопаточной машины (компрессора), относящейся к окружающей среде, будет передаваться потоку газа. В этом случае полная энергия системы (газового потока) также изменяется. Обмен энергией в механической форме между изучаемой системой (потоком газа) и окружающей средой с помощью специальных лопаточных машин называют технической работой  $W_{\text{тех}}$ .

Определим границы термодинамической (изучаемой) системы. Пусть границей изучаемой системы будут внутренние стенки канала, начальное 1 и конечное 2 сечения (рис. 7.4). Газ в канале будет двигаться только в том случае, когда к нему приложено усилие с внешней стороны (со стороны окружающей среды). Пусть в сечении 1 к газу со стороны окружающей среды

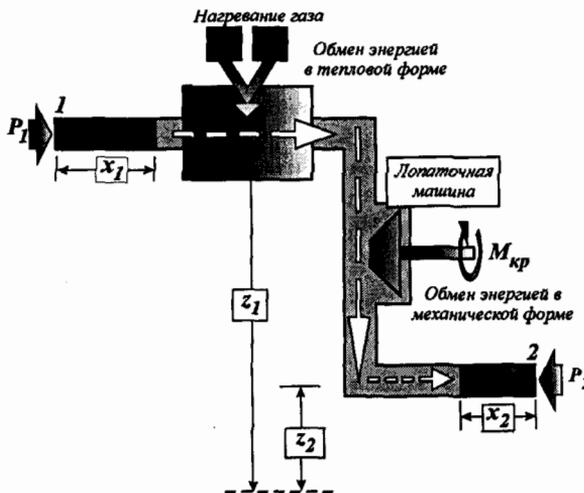


Рис. 7.4. Общая схема открытой термодинамической системы

среды приложена сила  $P_1$ , а в сечении 2 — сила  $P_2$ . Сила  $P_1$  стремится толкнуть газ в канал, а сила  $P_2$ , наоборот, препятствует выходу газа из канала. Следовательно, газ будет двигаться в канале только в том случае, если выполняется условие  $P_1 \neq P_2$ . При этом, если выполняется условие  $P_1 - P_2 > 0$ , газ движется от сечения 1 к сечению 2, если выполняется условие  $P_1 - P_2 < 0$  — газ движется от сечения 2 к сечению 1.

Если газ при движении изменяет положение в пространстве, то изменяется его потенциальная энергия. Так как газ в сечениях 1 и 2 находится на различных высотах от плоскости сравнения, его потенциальная энергия изменяется. Изменение потенциальной энергии газа при движении между сечениями 1 и 2 равно

$$\Delta\Pi = mg(z_2 - z_1). \quad (7.4)$$

Так как  $h_2 < h_1$ , то  $\Delta\Pi < 0$ , но энергия не бывает отрицательной, и это означает лишь факт, что потенциальная энергия газа по ходу потока уменьшается.

Если скорости газа в начальном 1 и конечном 2 сечениях канала не равны ( $c_1 \neq c_2$ ), то по ходу потока изменяется его кинетическая энергия. Изменение кинетической энергии потока газа равно

$$\Delta K = \frac{mc_1^2}{2} - \frac{mc_2^2}{2}. \quad (7.5)$$

При этом если  $c_2 < c_1$ , то  $\Delta K < 0$ . Это означает, что по ходу потока его кинетическая энергия уменьшается.

С учетом выражений (7.4) и (7.5), выражение (7.3) можно представить в виде

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + \Delta U = Q - W. \quad (7.6)$$

Пусть под действием силы  $P_1$  газ в начальном сечении 1 сместился на величину  $x_1$ . В этом случае для перемещения газа окружающая среда затратила энергию в механической форме, величина которой равна выполненной работе

$$W_1 = P_1 x_1. \quad (7.7)$$

В конечном сечении 2 также происходит силовое взаимодействие между газом (изучаемой термодинамической системой) и окружающей средой. В сечении 2 газ сместится на расстояние  $x_2$ . Количество энергии в механической форме, которым обмениваются газ и окружающая среда в сечении 2, равно

$$W_2 = -P_2 x_2. \quad (7.8)$$

Сила  $P_2$  в выражении (7.8) записана со знаком минус, так как она направлена против движения газа. Таким образом, суммарное количество энергии в механической форме, которым обменялись газ и окружающая среда в сечениях 1 и 2, равно

$$W_{\text{прот}} = W_1 + W_2 = P_1 x_1 - P_2 x_2. \quad (7.9)$$

Количество энергии в механической форме  $W_{\text{прот}}$ , затрачиваемой на перемещение газа от одного сечения в другое, называют *работой проталкивания*.

Сила  $P_1$ , действующая на газ со стороны окружающей среды во входном сечении, может быть определена по формуле

$$P_1 = p_1 f_1, \quad (7.10)$$

где  $p_1$  — давление газа в начальном сечении;  $f_1$  — площадь поперечного сечения канала в начальном сечении.

Аналогичным образом можно определить силу  $P_2$ , действующую на газ со стороны окружающей среды в конечном сечении

$$P_2 = p_2 f_2, \quad (7.11)$$

где  $p_2$  — давление газа в конечном сечении;  $f_2$  — площадь поперечного сечения канала в конечном сечении.

Учитывая выражения (7.10) и (7.11), выражение (7.9) можно представить в виде

$$W_{\text{прот}} = p_1 f_1 x_1 - p_2 f_2 x_2. \quad (7.12)$$

Из геометрических построений видно (рис. 7.4), что произведение  $f_1 x_1 = V_1$ , входящее в зависимость (7.12), равно объему газа, введенному во входное сечение 1. Аналогично можно записать, что произведение  $f_2 x_2 = V_2$  равно объему газа, выведенного из канала в конечном сечении 2. Таким образом, выражение (7.12) можно представить в виде

$$W_{\text{прот}} = p_1 V_1 - p_2 V_2. \quad (7.13)$$

В соответствии с правилом знаков, принятым в термодинамике, если энергия в механической форме передается от окружающей среды к изучаемой термодинамической системе, она должна записываться в выражение (7.1) со знаком «минус». Если энергия в механической форме передается в обратном направлении, от изучаемой термодинамической системы к окружающей среде, то в выражении (7.1) она должна записываться со знаком «плюс».

При вводе газа в канал в начальном сечении 1 (рис. 7.4) энергия в механической форме передается от окружающей среды к системе в количестве, равном  $W_1 = -p_1 V_1$ . При выводе газа из канала в конечном сечении 2 энергия в механической форме передается от изучаемой системы (газа) к окружающей среде в количестве, равном  $W_2 = p_2 V_2$ .

В общем случае обмен энергией между термодинамической системой (газом) и окружающей средой в механической форме равен алгебраической сумме технической работы  $W_{\text{тех}}$  и работы проталкивания  $W_{\text{прот}}$

$$W = W_{\text{тех}} + W_{\text{прот}} = W_{\text{тех}} - p_1 V_1 + p_2 V_2. \quad (7.14)$$

Выражение (7.14) представляет суммарную энергию в механической форме, которой обмениваются термодинамическая система и окружающая среда.

Выражение (7.14) справедливо в том случае, когда между потоком газа (изучаемой термодинамической системой) и стенками канала (окружающей средой) отсутствует трение. Если между газовым потоком и стенками канала возникает сила трения, то для проталкивания газа необходимо сообщить ему большее количество энергии в механической форме на ве-

личину  $W_{\text{тр}}$ , равную энергии, затрачиваемой на преодоление силы трения. С учетом этого выражение (7.14) примет вид

$$W = W_{\text{тех}} + W_{\text{прот}} = W_{\text{тех}} - p_1 V_1 + p_2 V_2 - W_{\text{тр}}, \quad (7.15)$$

где  $W_{\text{тех}}$  — количество энергии в механической форме, которым обмениваются поток газа (изучаемая система) и окружающая среда с помощью лопаточной машины (турбины или компрессора);  $W_1 = -p_1 V_1$  — количество энергии в механической форме, передаваемой от окружающей среды к газовому потоку (на направление передачи энергии указывает знак «минус») при его вводе в канал;  $W_2 = p_2 V_2$  — количество энергии в механической форме, передаваемой от газового потока к окружающей среде (на направление передачи энергии указывает знак «плюс») при его выводе из канала.  $W_{\text{тр}}$  — дополнительное количество энергии в механической форме, передаваемое потоку газа из окружающей среды при вводе его в канал для преодоления силы трения.

Как известно, при трении происходит преобразование энергии из механической формы в тепловую форму. Этот факт подтверждается повседневной практикой — трущиеся тела нагреваются.

Подставив выражение (7.15) в выражение (7.6), получим

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + \Delta U = Q - (W_{\text{тех}} - p_1 V_1 + p_2 V_2 - W_{\text{тр}}).$$

Раскрыв скобки, последнее выражение запишем в виде

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + \Delta U = Q - W_{\text{тех}} + p_1 V_1 - p_2 V_2 + W_{\text{тр}}.$$

Трение потока газа происходит в местах его контакта со стенками канала, в результате чего эти стенки (они относятся к окружающей среде) должны нагреваться. Если предположить, что стенки канала являются идеальным тепловым изолятором, то энергия от стенок в тепловой форме тут же будет возвращаться к газовому потоку. В этом случае можно считать, что  $W_{\text{тр}} = Q_{\text{тр}}$ . Следовательно, за счет силы трения к газовому потоку передается дополнительная энергия в тепловой форме. Таким образом, при наличии трения между потоком газа и окружающей средой (стенками канала) происходит дополнительный обмен энергией между ними как в механической форме  $W_{\text{тр}}$ , так и в тепловой форме  $Q_{\text{тр}}$ . В этом случае, после преобразований, последнее выражение можно представить в виде

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + \Delta U + W_{\text{тех}} + W_{\text{тр}} - p_1 V_1 + p_2 V_2 = Q + Q_{\text{тр}}.$$

Так как  $W_{\text{тр}} = Q_{\text{тр}}$ , то последнее выражение после сокращений примет вид

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + \Delta U + W_{\text{тех}} - p_1 V_1 + p_2 V_2 = Q.$$

Так как  $\Delta U = U_2 - U_1$ , то последнее равенство можно записать в виде

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + U_2 - U_1 + W_{\text{тех}} - p_1 V_1 + p_2 V_2 = Q. \quad (7.16)$$

Если трение между потоком газа и стенками канала отсутствует, то выражение (7.16) примет вид

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + U_2 - U_1 + W_{\text{тех}} - p_1 V_1 + p_2 V_2 = Q. \quad (7.17)$$

Сгруппировав члены в выражении (7.17), получим

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + (U_2 + p_2 V_2) - (U_1 + p_1 V_1) + W_{\text{тех}} = Q. \quad (7.18)$$

Так как сумма  $U_1 + p_1 V_1 = H_1$  представляет энтальпию системы (газа) на входе в канал, а сумма  $U_2 + p_2 V_2 = H_2$  — энтальпию системы (газа) на выходе из канала, то выражение (7.18) можно записать в виде

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + H_2 - H_1 + W_{\text{тех}} = Q. \quad (7.19)$$

Уравнение (7.19) называют *уравнением энергии газового потока*. Оно показывает, что обмен энергией в тепловой форме между потоком газа и окружающей средой может привести:

- к изменению энтальпии газового потока;
- к изменению кинетической энергии газового потока;
- к изменению потенциальной энергии газового потока;
- к обмену энергией в механической форме между потоком газа и окружающей средой путем совершения технической работы.

Вернемся к уравнению (7.3), являющимся аналитическим выражением всеобщего закона сохранения энергии. Предположим, что кинетическая и потенциальная энергия газового потока не изменяется:

$$\Delta BЭ = \Delta U = Q - W, \quad [\Delta KЭ = 0; \quad \Delta ПЭ = 0]. \quad (7.20)$$

Выражение (7.20) представим в виде

$$U_2 - U_1 = Q - W. \quad (7.21)$$

В общем случае количество энергии в механической форме  $W$ , которым обмениваются рассматриваемая термодинамическая система и окружающая среда, равно

$$W = \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} p dV = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (7.22)$$

Выражение (7.22) можно записать в виде

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_1^2 d(pV) - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.23)$$

В выражении (7.23) учтено правило дифференцирования произведения:

$$d(pV) = p dV + V dp; \quad \int_1^2 d(pV) = \int_{V_1}^{V_2} p dV + \int_{p_1}^{p_2} V dp.$$

Проинтегрировав выражение (7.23), получим

$$W = p_2 V_2 - p_1 V_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp, \quad \left[ \int_1^2 d(pV) = p_2 V_2 - p_1 V_1 \right]. \quad (7.24)$$

Подставив выражение (7.24) в выражение (7.21), получим

$$U_2 - U_1 = Q - \left( p_2 V_2 - p_1 V_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp \right) = Q - p_2 V_2 + p_1 V_1 + \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.25)$$

Из выражения (7.25) имеем

$$Q = U_2 + p_2 V_2 - U_1 - p_1 V_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.26)$$

Преобразуем выражение (7.26) к виду

$$Q = (U_2 + p_2 V_2) - (U_1 + p_1 V_1) - \int_{p_1}^{p_2} V dp = H_2 - H_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.27)$$

Подставим выражение (7.27) в выражение (7.19):

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + H_2 - H_1 + W_{\text{тех}} = H_2 - H_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.28)$$

После сокращений получим

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + W_{\text{тех}} = - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.29)$$

Интеграл в правой части выражения (7.29) представляет собой располагаемую энергию (работу) газового потока

$$W_o = - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.30)$$

На основании свойств определенного интеграла выражение (7.30) можно представить в виде

$$W_o = \int_{p_2}^{p_1} V dp. \quad (7.31)$$

Объединив выражения (7.22) и (7.24), получим

$$\int_{V_1}^{V_2} p dV = p_2 V_2 - p_1 V_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.32)$$

Преобразуем выражение (7.32) к виду

$$\int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV - p_2 V_2 + p_1 V_1 = - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.33)$$

Интеграл

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

представляет собой энергию в механической форме, которой обмениваются термодинамическая система и окружающая среда в процессе расширения 1-2 (рис. 7.5). Этот интеграл численно равен площади фигуры 1-2-3-4-1.

Произведение  $p_1 V_1$  представляет собой энергию в механической форме, передаваемой термодинамической системе (газу) окружающей средой для ввода ее в канал. Это произведение численно равно площади фигуры 1-4-5-7.

Произведение  $p_2 V_2$  представляет собой энергию в механической форме, передаваемой термодинамической системой (газом) окружающей среде для вывода ее в окружающую среду. Это произведение численно равно площади фигуры 2-3-5-6.

Таким образом, на основании выражения (7.33) и геометрических построений (рис. 7.5) можно заключить, что располагаемая энергия (работа) газового потока

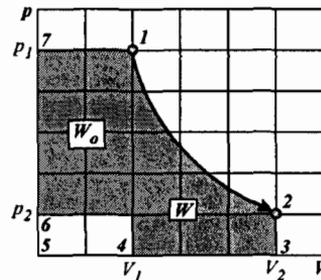


Рис. 7.5. Графическое представление располагаемой работы (энергии) газового потока

$$W_o = - \int_{p_1}^{p_2} V dp$$

численно равна площади фигуры 1-2-6-7.

Выражение (7.21) представим в виде

$$U_2 - U_1 = Q - \int_{V_1}^{V_2} p dV; \quad U_2 - U_1 + \int_{V_1}^{V_2} p dV = Q. \quad (7.34)$$

Подставим выражение (7.34) в выражение (7.16):

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + U_2 - U_1 + W_{\text{тех}} - p_1 V_1 + p_2 V_2 = U_2 - U_1 + \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (7.35)$$

После сокращений выражение (7.35) примет вид

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + W_{\text{тех}} + (p_2 V_2 - p_1 V_1) = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (7.36)$$

Выражение (7.36) показывает, что обмен энергией в механической форме между газовым потоком (термодинамической системой) и окружающей средой сопровождается расширением или сжатием газа. Левая часть выражения (7.36) представляет суммарное количество энергии в механической форме, которым обмениваются газовый поток и окружающая среда.

Первый член

$$W_{\text{кин}} = \frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2}$$

в левой части выражения (7.36) выражает ту часть энергии в механической форме, которая приводит к соответствующему изменению кинетической энергии потока газа.

Второй член

$$W_{\text{пот}} = mg(z_2 - z_1)$$

в левой части выражения (7.36) выражает ту часть энергии в механической форме, которая приводит к соответствующему изменению потенциальной энергии потока газа.

Третий член  $W_{\text{тех}}$  в левой части выражения (7.36) выражает ту часть энергии в механической форме, которой обмениваются поток газа и окружающая среда посредством специальной лопаточной машины. Эта машина позволяет передавать энергию в механической форме газовому потоку из окружающей среды (компрессор) или обратно (турбина).

Четвертый член

$$W_{\text{прот}} = p_2 V_2 - p_1 V_1$$

в левой части выражения (7.36) выражает ту часть энергии в механической форме, которая должна передаваться газу для его проталкивания по каналу.

Если предположить, что процесс 1-2 (рис. 7.5) расширения газа в потоке происходит политропически, то можно записать<sup>1</sup>:

$$n \cdot p \cdot dV = -V \cdot dp.$$

<sup>1</sup> См. выражение (5.61).

Проинтегрируем приведенное выше выражение:

$$n \int_{V_1}^{V_2} p dV = - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \quad (7.37)$$

Левая часть выражения (7.37) представляет энергию в механической форме, которой обмениваются термодинамическая система и окружающая среда в политропическом процессе сжатия или расширения. Учитывая зависимость (7.30), выражение (7.37) можно записать в виде

$$n W_n = W_o. \quad (7.38)$$

Выражение (7.38) показывает, что располагаемая энергия (работа) газового потока в  $n$  раз больше энергии, которой обмениваются окружающая среда и система (газ) при ее расширении.

В зависимости от показателя политропы  $n$  располагаемая энергия (работа)  $W_o$  может быть больше  $W_n$ , меньше  $W_n$  или равна  $W_n$ . Последний случай реализуется, если процесс 1-2 (рис. 7.5) является изотермическим ( $n = 1$ ).

Подставляя выражение (7.29) в зависимость (7.19), после преобразований получим:

$$Q = H_2 - H_1 - \int_{p_1}^{p_2} V \cdot dp.$$

Учитывая выражение (7.30), последнюю зависимость можно записать в виде

$$Q = H_2 - H_1 + W_o = \Delta H + W_o. \quad (7.39)$$

Зависимость (7.39) является аналитическим выражением первого закона термодинамики для *открытой* термодинамической системы.

Обмен энергией в тепловой или механической форме между газовым потоком и окружающей средой может привести к изменению любой составляющей, входящей в выражение (7.19). Например, если газовому потоку передается энергия из окружающей среды, или наоборот, то это может привести к изменению его кинетической, потенциальной или внутренней энергии, а также к увеличению или уменьшению обмена энергией между ними в механической форме (путем совершения технической работы). С другой стороны, аналогичные изменения могут произойти, если газовый поток и окружающая среда обмениваются энергией в механической форме (например, путем совершения технической работы).

Если газ движется по лопаткам турбины, то он передает часть своей энергии окружающей среде (турбине и далее). В этом случае кинетическая и внутренняя энергия газового потока уменьшаются. С помощью лопаточного компрессора энергия в механической форме может передаваться газовому потоку. В этом случае скорость газа может измениться. Следовательно, может измениться и его кинетическая энергия. Как правило, при сжатии температура газа увеличивается. Следовательно, увеличивается его внутренняя энергия. Если входное и выходное сечения канала находятся

на разных уровнях, то при обмене энергией между газом и окружающей средой может также происходить изменение его потенциальной энергии.

Во многих технических устройствах входное и выходное сечения канала расположены почти на одном уровне, поэтому потенциальная энергия движущегося в нем потока газа не изменяется:

$$\Delta\Pi = mg(z_2 - z_1) = 0, \quad [z_2 \approx z_1].$$

Известно, что многие изобретатели пытались создать высокоэффективные тепловые двигатели. Под эффективностью тогда понималось выполнение большого количества производственных процессов при малых затратах на их эксплуатацию. Сейчас многие понимают, что самым правильным путем в этом направлении является увеличение КПД теплового двигателя, как преобразователя энергии из одного вида в другой (требуемый) вид. Но в те далекие времена не было теории тепловых машин, неизвестными были условия преобразования энергии, поэтому инженеры и изобретатели в основном опирались на опыт, интуицию.

Сейчас нам известны поршневые и газотурбинные двигатели. Во-первых термодинамическая система (газ) находится в условиях закрытой системы, а во вторых, наоборот, газ находится в условиях открытой системы. Однако, принцип работы, как тех, так и других, базируется на единых теоретических положениях, и, в первую очередь, на первом законе термодинамики.

Ниже описываются термодинамические процессы, происходящие в некоторых технических устройствах, в которых газ находится в условиях открытой термодинамической системы. Среди них поршневые и лопаточные компрессоры, диффузоры, турбины, сопла, теплообменники. Большинство из них входят в состав ГТД, применяемых широко в авиации, в танке Т-80У в качестве силовой установки. ГТД также широко применяются в стационарных электрических установках для привода генераторов. В танке Т-80У используется автономный энергоагрегат ГТА-18, в котором для привода генератора используется малогабаритный ГТД.

## 7.3. НАГНЕТАНИЕ ГАЗОВ

### 7.3.1. Машины для нагнетания газов

Под нагнетанием понимается совокупность процессов, происходящих в некоторой машине, посредством которых достигается повышение давления газа и его перемещение к потребителю. Из определения следует, что в такой машине происходит сжатие и перемещение газа.

Для нагнетания газов и паров используются специальные машины, называемые *нагнетателями*. Простейшей нагнетательной машиной является вентилятор (рис. 7.6). При вращении колеса вентилятора частицы газа под действием центробежных сил отбрасываются к периферии. При этом давление газа увеличивается. Таким образом, давление газа на выходе из вентилятора больше давления на входе.

Вентиляторы создают небольшие давления газа на выходе (не более 30 кПа). Относительно большие давления газа создают нагнетательные машины, называемые *компрессорами*.

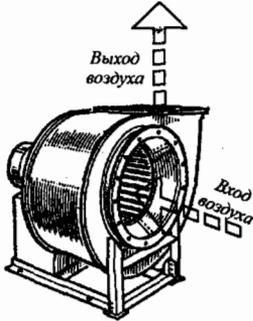


Рис. 7.6. Центробежный вентилятор для нагнетания воздуха

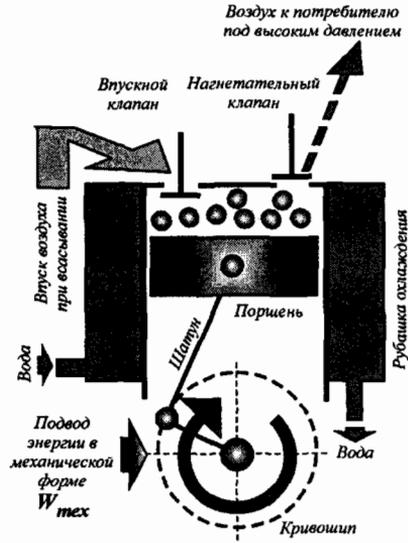


Рис. 7.7. Конструктивная схема поршневого компрессора

Наиболее распространенными являются механические компрессоры. Для их привода используется энергия в механической форме, называемая технической работой  $W_{\text{тех}}$ . По принципу действия механические компрессоры подразделяют на *объемные* и *лопаточные*. В объемных компрессорах увеличение давления газа достигается путем непосредственного уменьшения его объема в цилиндре с подвижным поршнем, т. е. за счет сближения ограничивающих его стенок. Они подразделяются на следующие виды:

- поршневые (рис. 7.7);
- роторные (рис. 7.8);
- ротационные (рис. 7.9).

Рассмотрим работу каждого из этих компрессоров.

При вращении кривошипа (рис. 7.7) поршень в цилиндре компрессора совершает возвратно-поступательные движения. В результате движения поршня сверху вниз объем цилиндра увеличивается, а снизу вверх — уменьшается. Нетрудно установить, что при осуществлении возвратно-поступательного движения существуют такие положения кривошипа, когда скорость поршня равна нулю. Таких положений кривошипа два. Когда кривошип направлен вертикально вверх, поршень располагается на максимально возможном удалении от оси вращения кривошипа (коленчатого вала). Когда кривошип направлен вертикально вниз, поршень располагается на минимально возможном удалении от оси вращения кривошипа. При таких положениях кривошипа на оси цилиндра против поршня можно указать две условные точки, в которых скорость поршня равна нулю.

Условная точка на оси цилиндра, в которой скорость поршня равна нулю, называется *мертвой точкой*. Следовательно, для поршня при осуществлении возвратно-поступательного движения можно указать две

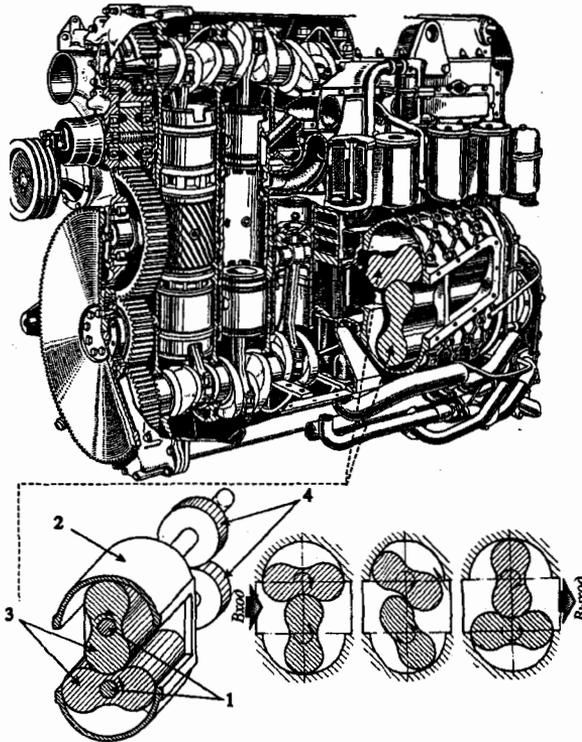


Рис. 7.8. Двухтактный дизельный двигатель L-60 (Великобритания) с двухроторным объемным нагнетанием

таких условных мертвых точки, которые называют *верхней* и *нижней*. Верхняя мертвая точка соответствует такому положению поршня, при котором его скорость равна нулю и он расположен на максимальном удалении от оси вращения кривошипа. Нижняя мертвая точка соответствует такому положению поршня, при котором его скорость равна нулю и он расположен на минимальном удалении от оси вращения кривошипа. Названия «верхняя мертвая точка» и «нижняя мертвая точка» обусловлены их взаимным положением на оси цилиндра (первая выше другой, или наоборот, вторая ниже первой) Двигаясь между мертвыми точками, поршень проходит некоторое расстояние  $S$ , которое называют *ходом* поршня.

Пусть поршень находится в верхней мертвой точке (ВМТ). При таком положении поршня кривошип находится в верхнем положении. Объем цилиндра минимальный. В этом случае в полости цилиндра находится минимально возможное количество газа (воздуха). При вращении кривошипа поршень опускается вниз и объем цилиндра увеличивается. Если оба клапаны закрыты, то термодинамическая система (газ) является закрытой. В этом случае свойства газа можно описать с помощью уравнения состояния идеального газа

$$pV = mR_0T. \quad (7.40)$$

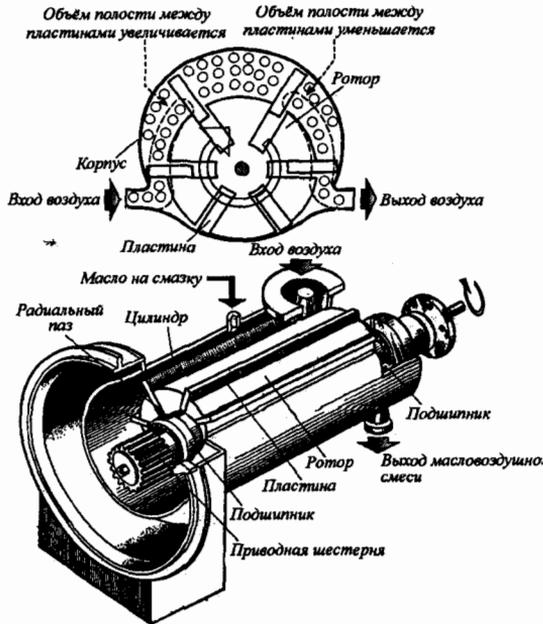


Рис. 7.9. Устройство ротационного компрессора

Если объем газа  $V$  увеличивается, то его давление должно уменьшаться, так как  $m = idem$ ;  $R_o = const$ ;  $T = idem$ . Вследствие этого в цилиндре компрессора давление газа становится меньше давления окружающей среды. Под действием давления окружающей среды открывается впускной клапан (рис. 7.7) и газ (воздух) заполняет объем цилиндра. При достижении поршнем НМТ объем цилиндра становится максимальным. В дальнейшем поршень движется от НМТ к ВМТ, уменьшая объем цилиндра. Из зависимости (7.40) следует, что при уменьшении объема давление газа увеличивается, при этом под действием пружины и силы давления газа впускной клапан закрывается и происходит сжатие газа, пока закрыт нагнетательный клапан. Открытию нагнетательного клапана препятствует пружина, которая рассчитана на некоторое усилие открытия. Это усилие соответствует определенному давлению газа в цилиндре. Пока давление газа в цилиндре не достигло расчетного значения, нагнетательный клапан не откроется. Давление открытия нагнетательного клапана подбирается с помощью пружины, установленной на нем. Чем больше затяжка пружины, тем больше давление открытия нагнетательного клапана.

До тех пор, пока нагнетательный клапан не открылся, происходит сжатие газа. В процессе сжатия газ представляет собой *закрытую* термодинамическую систему, но после открытия нагнетательного клапана газ уже перемещается из цилиндра в окружающую среду. Именно в этот момент происходит нагнетание газа в сосуд. После достижения поршнем ВМТ процесс нагнетания газа прекращается и начинается процесс его впуска из окружающей среды. Нетрудно заметить, что процесс впуска происходит

при низком давлении газа, а нагнетания — при высоком давлении газа. Примером поршневого компрессора является компрессор типа АК-150СВ, применяемый в силовых установках танков для нагнетания воздуха в баллоны. Этот воздух в дальнейшем используется для пуска двигателя и выполнения других функций.

Принципиальная схема простого двухроторного (двухлопастного и трехлопастного) нагнетателя показана на рис. 7.8. На параллельных валах 1, расположенных в корпусе 2 нагнетателя, закреплены два ротора 3, имеющие по две или три лопасти специальной формы. С помощью шестерен 4 осуществляется вращение роторов 3 в противоположные стороны. Роторы 3 между собой и корпусом нагнетателя не соприкасаются (зазор 0.10... 0.30 мм), поэтому при работе нагнетателя имеются утечки газа, но нет потерь на трение.

В ротационном компрессоре (рис. 7.9) роль поршня играет вращающийся ротор, в пазах которого скользят пластины. Под действием пружин и центробежных сил пластины всегда прижимаются к корпусу. Ротор установлен эксцентрично, что при его вращении обуславливает изменение объема полостей между пластинами. При вращении ротора по ходу часовой стрелки объем полостей между пластинами с левой стороны увеличивается, а с правой стороны — уменьшается.

Следовательно, с левой стороны насоса происходит всасывание газа, а с правой — сжатие. По мере выхода пластин в полость нагнетания сжатый газ поступает к потребителям.

Лопаточные компрессоры, или компрессоры динамического сжатия, условно разделяют на *осевые* и *центробежные*. Осевые компрессоры применяются в основном в авиационных ГТД. Центробежные и осецентробежные компрессоры применяются в газотурбинных двигателях, устанавливаемых в основном в наземных транспортных средствах. Центробежные компрессоры получили значительное применение в современных поршневых двигателях внутреннего сгорания для осуществления процессов газообмена и наддува (например, в танковых двигателях 5ТДФ, 6ТД, В-46, В-84, 2В-06). Для нагнетания воздуха в камеру сгорания газотурбинного двигателя ГТД-1250 установлен двухступенчатый центробежный компрессор. На рис. 7.10 показана схема ступени такого компрессора, применяемого для наддува транспортного дизельного двигателя. Компрессор состоит из неподвижного корпуса 1, внутри которого вращается ротор 4, снабженный рабочими лопатками 2, между которыми образуются каналы специального профиля. При вращении ротора (рабочего колеса) 4 на частицы газа, находящегося в межлопаточных каналах, действуют центробежные силы. Под действием центробежных сил газ перемещается к периферии колеса (удаляется от оси вращения). Это происходит потому, что газ непрерывно уходит из компрессора. Чем дальше от оси вращения колеса находится газ, тем большая центробежная сила действует на него:

$$F_{цб} = -F_{цс} = -ma_n = -m \frac{V^2}{R} = -m \frac{(\omega R)^2}{R} = -m\omega^2 R,$$

где  $F_{цб}$  — центробежная сила, действующая на газ;  $F_{цс}$  — центростремительная сила, приложенная к газу;  $a_n$  — нормальное (центростремительное)

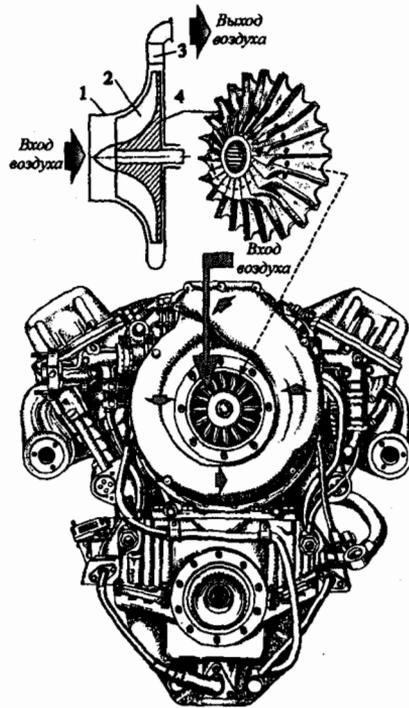


Рис. 7.10. Транспортный дизельный двигатель с центробежным компрессором для наддува

ускорение газа;  $m$  — масса газа, находящаяся на расстоянии  $R$  от оси вращения колеса;  $\omega$  — угловая скорость колеса;  $V$  — окружная скорость газа на расстоянии  $R$  от оси вращения колеса.

Таким образом, при вращении колеса газ движется по межлопаточным каналам к периферии, в результате чего его давление увеличивается. Так как газ непрерывно уходит от колеса, на входе в колесо возникает разрежение (давление падает), поэтому газ непрерывно подходит к колесу на входе.

На выходе из колеса газ имеет большую скорость, следовательно, он обладает большим запасом кинетической энергии. Компрессор предназначен только для нагнетания газа путем увеличения давления, поэтому имеющийся запас кинетической энергии положительного эффекта не дает. По этой причине стремятся преобразовать кинетическую энергию газового потока в потенциальную, увеличив тем самым его давление. Чем больше давление газа, тем больше его плотность. В этом случае массовый расход газа через компрессор при прочих равных условиях увеличивается. На выходе из колеса 4 компрессора устанавливают специальное устройство — диффузор. Диффузор 3 представляет собой совокупность расширяющихся каналов, в которых газовый поток тормозится. Кинетическая энергия газового потока уменьшается, а потенциальная (давление) увеличивается.

Нетрудно заметить, что в таком компрессоре происходит непрерывный процесс сжатия и перемещения газа.

Аналогичные явления происходят и в осевом компрессоре (рис. 7.11). Компрессор состоит из ротора 4, на котором закреплено несколько рядов рабочих лопаток 2. Между рядами этих лопаток помещаются ряды неподвижных лопаток 3, укрепленных в корпусе статора 5. Газ поступает через всасывающий патрубок 1 в первый ряд рабочих лопаток 2, закрепленных в роторе 4. При вращении ротора происходит увеличение скорости газового потока. Выходя из ряда подвижных лопаток 2, газ попадает в первый ряд неподвижных лопаток 3. Проходы между этими лопатками имеют такую форму, что при прохождении через них газ постепенно замедляет свое движение (его скорость уменьшается). Происходит преобразование кинетической энергии потока в потенциальную энергию. Давление газа возрастает. Аналогичные процессы происходят в последующих рядах подвижных и неподвижных лопаток. Суммарность подвижного и неподвижного рядов лопаток образует ступень компрессора. В одной ступени компрессора можно получить небольшое увеличение давления газа. Для значительного увеличения давления газа в процессе его нагнетания в компрессорах применяют несколько ступеней.

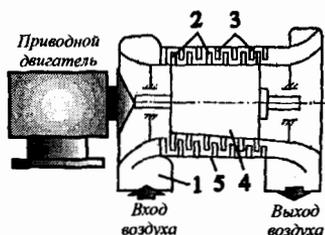


Рис. 7.11. Схема осевого компрессора

В лопаточных компрессорах сжатие происходит в два этапа: сначала техническая работа вращения ротора превращается в кинетическую энергию потока, а затем в специальных неподвижных каналах (диффузорах) кинетическая энергия преобразуется в потенциальную энергию потока (вследствие уменьшения скорости повышается давление потока).

В струйных компрессорах<sup>1</sup> (эжекторах) процесс нагнетания осуществляется путем передачи энергии от одного газового потока к другому. Сжимающая среда (газ, пар) истекает из сопла с большой скоростью и через объем, в котором находится сжимаемая среда, попадает в смесительную камеру. При этом струя подхватывает некоторое количество сжимаемой среды (газа) и передает ей определенное количество своей кинетической энергии. Затем из камеры смешения смесь рабочей (сжимающей) и сжимаемой сред поступает в диффузор, в котором кинетическая энергия потока преобразуется в потенциальную. Такое преобразование энергии сопровождается увеличением давления газового потока.

Несмотря на различные принципы действия и большие конструктивные различия компрессоров, с термодинамической точки зрения процессы сжатия, происходящие в них, одинаковы, т. е. термодинамические основы нагнетания являются общими для компрессоров всех типов. Свойства газа определяются его природой, а не конструкцией того устройства, в котором он находится. Целью термодинамического исследования компрессоров является определение работы, затрачиваемой на повышение давления газа

<sup>1</sup> Рассматривается в дальнейшем.

и, в частности, воздуха, а также установление условий, которые могут обеспечить наименьшую затрату внешней работы на нагнетание  $W_n$ . Термодинамические исследования проще проводить применительно к поршневому компрессору (рис. 7.7). Предполагается, что в таком компрессоре все процессы являются равновесными и протекают без потерь энергии на трение, вихреобразование и так далее. Необходимость такой идеализации объясняется тем, что только равновесные состояния и процессы могут быть подвергнуты термодинамическим исследованиям.

### 7.3.2. Рабочий процесс идеального одноступенчатого поршневого компрессора

Теоретическая диаграмма работы идеального поршневого компрессора изображена на рис. 7.12. Она построена в  $V$ - $p$ -координатах (объем — давление). Ее еще называют индикаторной диаграммой компрессора. При рассмотрении закрытых термодинамических систем часто пользуются  $V_m$ - $p$ -диаграммой (удельный объем — давление), но при исследовании компрессоров пользуются  $V$ - $p$ -диаграммой (объем — давление). отождествлять эти две диаграммы нельзя. В  $V_m$ - $p$ -координатах изображаются термодинамические процессы, в которых могут изменяться все три параметра  $V_m$ ,  $p$ ,  $T$  или какой-нибудь один из них, но масса рабочего тела в течение всего процесса не изменяется  $m = idem$ .

Точка 1 (рис. 7.12) соответствует такому положению поршня, когда объем цилиндра максимальный  $V_1 = V_{max}$ . Поршень в этом случае находится в НМТ. Пространство цилиндра заполнено газом. Его давление незначительно и равно  $p_1$ . При вращении кривошипа (рис. 7.7) поршень перемещается от НМТ к ВМТ, уменьшая объем цилиндра. При этом впускной и нагнетательный клапаны закрыты. Объем газа уменьшается, а давление и температура увеличиваются. Кривая 1-2 (рис. 7.12) соответствует процессу сжатия при закрытых клапанах, следовательно, в процессе 1-2 масса находящегося в компрессоре газа не изменяется. В точке 2 нагнетательный клапан открывается<sup>1</sup>. Поршень продолжает двигаться к ВМТ. В этом случае происходит выталкивание газа за пределы цилиндра (система становится открытой). Таким образом, процесс 2-3 соответствует нагнетанию газа в некоторый сосуд при постоянном давлении  $p_2$ . В процессе 2-3 масса находящегося в цилиндре компрессора газа уменьшается до нуля (теоретически). Точка 3 соответствует концу нагнетания, когда поршень приходит в ВМТ. При дальнейшем вращении кривошипа (рис. 7.7) поршень компрессора будет опускаться, увеличивая

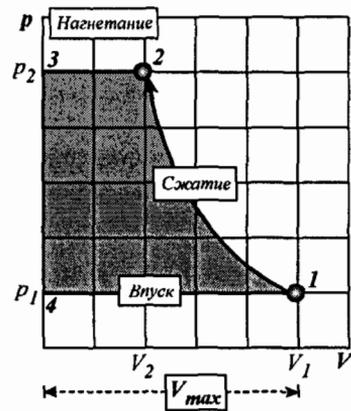


Рис. 7.12. Индикаторная диаграмма идеализованного компрессора

<sup>1</sup> Давление открытия нагнетательного клапана определяется его регулировкой.

объем цилиндра. Давление газа в цилиндре резко падает (теоретически) из-за полного его отсутствия. Этому процессу соответствует линия 3-4 (рис. 7.12). В точке 4 открывается впускной клапан и происходит наполнение цилиндра газом при низком давлении  $p_1$ . Линия 4-1 соответствует процессу впуска газа. Масса газа в цилиндре компрессора увеличивается от нуля до некоторого значения. В точке 1 процесс наполнения цилиндра газом заканчивается. Следовательно, процессы наполнения 4-1 и выпуска рабочего тела 2-3 не являются термодинамическими. Значит, в целом рабочий процесс компрессора нельзя считать термодинамическим циклом, тем более что рабочее тело непрерывно обновляется. Кроме того, условно принимают, что поршень при работе идеального компрессора вплотную подходит к крышке цилиндра, а поэтому на  $V$ - $p$ -диаграмме линия 3-4 совпадает с осью ординат.

Определим величину энергии в механической форме, затрачиваемой на нагнетание газа. В процессе сжатия 1-2 затрачивается следующее количество энергии:

$$W_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (7.41)$$

Величина  $W_{1-2}$  отрицательна, так как  $p > 0$ , а  $V_2 < V_1$ . На индикаторной диаграмме (рис. 7.12) величина  $W_{1-2}$  изображается площадью фигуры 1-2- $V_2$ - $V_1$ .

В процессе нагнетания 2-3 также затрачивается энергия в механической форме

$$W_{2-3} = \int_{V_2}^{V_3} p dV. \quad (7.42)$$

Так как в процессе 2-3 давление газа не изменяется  $p_2 = p_3 = idem$ , то выражение (7.42) представим в виде

$$W_{2-3} = p_2(V_3 - V_2). \quad (7.43)$$

Так как  $V_3 < V_2$ , то величина  $W_{2-3}$  отрицательна. В идеальном случае  $V_3 = 0$ . Тогда выражение (7.43) представим в виде

$$W_{2-3} = -p_2 V_2. \quad (7.44)$$

Так как в процессе 3-4 объем газа не изменяется ( $V_4 = V_3 = 0$ ), то  $W_{3-4} = 0$ .

В процессе всасывания 4-1 затрачиваемая энергия в механической форме равна

$$W_{4-1} = \int_{V_4}^{V_1} p dV = p_1 V_1, \quad [p_1 = idem; \quad V_4 = V_3 = 0]. \quad (7.45)$$

Суммируя величины  $W_{1-2}$ ,  $W_{2-3}$  и  $W_{4-1}$ , получим

$$W_0 = p_1 V_1 - p_2 V_2 + \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (7.46)$$

Так как  $d(pV) = p \cdot dV + V \cdot dp$ , то произведение  $p \cdot dV$  можно представить в виде

$$p dV = d(pV) - V dp. \quad (7.47)$$

Подставляя выражение (7.47) в выражение (7.46), получим

$$\begin{aligned} W_o &= p_1 V_1 - p_2 V_2 + \int_1^2 d(pV) - \int_{p_1}^{p_2} V dp = \\ &= p_1 V_1 - p_2 V_2 + p_2 V_2 - p_1 V_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp = - \int_{p_1}^{p_2} V \cdot dp. \end{aligned} \quad (7.48)$$

Как видно из индикаторной диаграммы (рис. 7.12), величина  $W_o$  изображается площадью  $1-2-3-4-1$ . В процессах сжатия  $1-2$  и нагнетания  $2-3$  энергия в механической форме затрачивается, поэтому величина  $W_o$  отрицательная. Величина  $W_o$  определяет энергетические затраты на нагнетание газа. На индикаторной диаграмме (рис. 7.12) видно, что величина энергетических затрат  $W_o$  на нагнетание газа значительно больше величины энергетических затрат  $W_{1-2}$  на сжатие газа. Величина  $W_{1-2}$  эквивалентна площади фигуры  $1-2-V_2-V_1$ .

Сравнивая выражения (7.48) и (7.29), можно записать

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + W_{\text{тех}} = W_o. \quad (7.49)$$

Для поршневых компрессоров можно допустить, что скорости газового потока на входе в компрессор и выходе из него незначительны и равны ( $c_2 = c_1 \approx 0$ ), при этом впускные и выпускные органы расположены на одном уровне ( $z_1 = z_2$ ). Эти два условия означают, что затрачиваемая на привод компрессора энергия  $W_{\text{тех}} = W_n$  не расходуется на изменение кинетической и потенциальной энергии газа. Тогда выражение (7.49) можно записать в виде

$$W_{\text{тех}} = W_o = W_n. \quad (7.50)$$

Выражение (7.50) показывает, что для нагнетания газа компрессор должен передать газу значительное количество энергии в механической форме путем совершения технической работы  $W_{\text{тех}}$  над ним.

При сжатии (процесс  $1-2$ ) внутренняя энергия газа увеличивается, поэтому увеличивается его температура. К газу подводится энергия извне в механической форме (путем совершения технической работы  $W_{\text{тех}}$ ). Напомним, что в этом случае энергия в механической форме затрачивается на сжатие газа и поэтому является отрицательной ( $W_{\text{тех}} < 0$ ). При сжатии энергия в механической форме передается от окружающей среды к газу, следовательно, при сжатии внутренняя энергия газа увеличивается, поэтому увеличивается его температура. Этот факт можно обнаружить в повседневной практике. При накачке велосипедных камер насос в нижней части нагревается. Чем больше сжатие газа в компрессоре, тем больше он нагревается. В этом случае может значительно нагреваться сам компрессор, что нежелательно. В целях поддержания нормального температурного режима работы в реальных конструкциях цилиндр компрессора охлажда-

ют, т. е. отводят от него тепло. Тем не менее, целесообразность охлаждения компрессора в большей мере определяется другим обстоятельством, которое рассмотрим в дальнейшем.

Таким образом, в реальных условиях при сжатии внутренняя энергия газа увеличивается, но часть ее одновременно через стенки уходит в окружающую среду, следовательно, при сжатии газа в компрессоре одновременно происходит обмен энергией между ним и окружающей средой в тепловой форме. Энергия в тепловой форме отводится от газа.

В соответствии с правилом знаков, принятым в термодинамике, отводимая энергия в тепловой форме записывается со знаком «минус». Отводимое в тепловой форме количество энергии  $Q$  в процессе сжатия газа равно количеству энергии в тепловой форме  $Q_{\text{охл}}$ , полученной охладителем ( $Q = -Q_{\text{охл}}$ ). С учетом изложенных замечаний уравнение (7.19) запишем в следующем виде:

$$-Q_{\text{охл}} = \frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + H_2 - H_1 - W_{\text{н}}, \quad [W_{\text{тех}} = W_{\text{н}}]. \quad (7.51)$$

Из выражения (7.41) получаем

$$W_{\text{н}} = \frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + mg(z_2 - z_1) + H_2 - H_1 + Q_{\text{охл}}. \quad (7.52)$$

Практика показывает, что для большинства поршневых компрессоров скорость газового потока на входе и выходе почти равна нулю, т. е.  $c_2 \approx c_1$ , следовательно, при прохождении газа через компрессор его кинетическая энергия не изменяется. Как правило, впускные и выпускные органы компрессоров находятся примерно на одном уровне, поэтому  $z_1 = z_2$ , т. е. потенциальная энергия потока газа не изменяется. Из выражения (7.52) видно, что изменение кинетической и потенциальной энергии газового потока может происходить за счет притока энергии в механической форме извне (за счет энергии  $W_{\text{н}}$ , затрачиваемой на привод компрессора). В этом случае выражение (7.52) можно представить в виде

$$W_{\text{н}} = H_2 - H_1 + Q_{\text{охл}}. \quad (7.53)$$

Выражение (7.53) представляет собой *основное уравнение термодинамики нагнетания*.

При сжатии температура газа увеличивается, поэтому увеличивается температура стенок цилиндра и поршня компрессора. С целью уменьшения трения между поршнем и стенкой цилиндра трущиеся детали компрессора смазываются. При сильном сжатии эта смазка может воспламениться и вывести компрессор из строя, поэтому на практике не допускают значительного увеличения температуры газа при сжатии. Исходя из особенностей применения, компрессоры конструктивно выполняют:

- полностью охлаждаемыми;
- частично охлаждаемыми;
- неохлаждаемыми.

В общем случае процесс сжатия рабочего тела в идеальном поршневом компрессоре является политропным, но, идеализируя условия его протекания, можно рассмотреть два крайних варианта сжатия газа в компрессоре.

*Вариант 1.* Стенки рабочего цилиндра компрессора покрыты идеальной теплоизоляцией, препятствующей теплообмену между рабочим телом и окружающей средой. В этом случае процесс сжатия 1-2 (рис. 7.12) будет адиабатным ( $Q_{1-2} = 0$ ). Общее выражение для определения удельной работы  $W_n$ , затрачиваемой на нагнетание, может быть получено на основании уравнения первого закона термодинамики для потока (7.52).

В полностью неохлаждаемом компрессоре сжатие идеального газа будет адиабатическим ( $T_2 > T_1$ ). Учитывая, что при адиабатическом сжатии энергия в тепловой форме от газа не отводится ( $Q_{охл} = Q_{1-2} = 0$ ), выражение (7.53) можно записать в виде

$$W_{н.ад} = H_2 - H_1. \quad (7.54)$$

Эту же работу можно выразить через термические параметры идеального газа, если учесть соотношения (7.38), (5.65)-(5.69), а также положив  $n = k$ . Тогда

$$\begin{aligned} W_o &= k \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{n-1} = \frac{k}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \\ &= \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left(1 - \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1}\right) = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k \frac{V_2}{V_1}\right] = \\ &= \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[1 - \frac{(V_1/V_2)^k}{V_1/V_2}\right] = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1}\right] = \\ &= \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[1 - \frac{T_2}{T_1}\right] = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \end{aligned} \quad (7.54')$$

В процессе сжатия энергия в механической форме затрачивается. Так как объектом нашего изучения является газ, то совершаемая им работа отрицательна. Энергия передается рабочему телу в механической форме из окружающей среды. В соответствии с правилом знаков эта работа отрицательна  $W_{тех} = -W_{н.ад}$ , поэтому последнее выражение запишем в виде

$$W_{н.ад} = -\frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right] \quad (7.55)$$

Величина  $p_2/p_1 = \pi_k$  называется *степенью повышения давления* рабочего тела в компрессоре.

Если газ сжимается в компрессоре и нагнетается адиабатически (без теплообмена с окружающей средой), то затраты механической энергии  $W_{н.ад}$  на нагнетание эквивалентны площади фигуры 1-2<sub>ад</sub>-p<sub>2</sub>-p<sub>1</sub>-1 (рис. 7.13).

Поскольку в адиабатном процессе энергия в тепловой форме не отводится, то энтропия не изменяется, т. е.

$$Q_{охл} = \int_1^{2_{ад}} T \cdot dS = 0, \quad [S = idem; \quad dS = 0]. \quad (7.56)$$

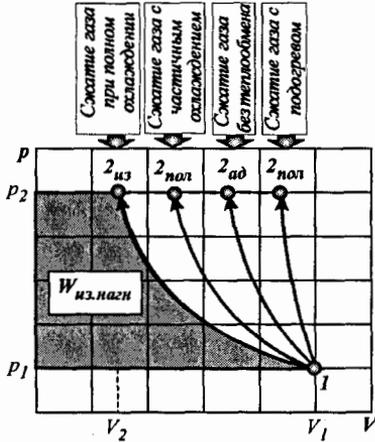


Рис. 7.13. Затраты механической энергии на нагнетание газа в различных типах компрессоров

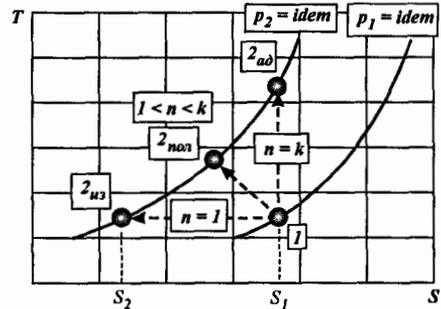


Рис. 7.14. Энтропийная диаграмма процессов сжатия газа в компрессоре

На  $S-T$ -диаграмме (рис. 7.14) площадь под линией процесса  $1-2_{ад}$ , эквивалентна количеству отведенной энергии в тепловой форме  $Q_{охл.}$ , равна нулю.

*Вариант 2.* В полностью охлаждаемом компрессоре сжатие осуществляется изотермически ( $T_2 = T_1$ ). Практически это можно сделать, создав вокруг цилиндра «рубашку», по которой протекает охлаждающая вода. «Водяную рубашку» имеет воздушный компрессор, устанавливаемый на двигателе 6ТД (танк Т-80УД) и предназначенный для наполнения баллонов сжатым до 15 МПа воздухом. Схема такого компрессора показана на рис. 7.15. Компрессор охлаждается водой, поступающей из системы охлаждения двигателя. При вращении кривошипа 1 поршни 3, 6 и 10 совершают возвратно-поступательное движение в цилиндрах 2, 5 и 8. Воздух из окружающей среды из-за разрежения поступает в полость  $a$  цилиндров первой ступени, где сжимается до давления  $p_{изб.1} = 0.4 \dots 0.5$  МПа. После первой ступени сжатый воздух поступает в полость  $b$  второй ступени, в которой сжимается до давления  $p_{изб.2} = 2.0 \dots 2.5$  МПа. Из второй ступени воздух поступает в полость  $v$  третьей ступени, в которой сжимается до давления  $p_{изб.3} = 15$  МПа. С помощью трубопроводов 7 и 9 ступени компрессора связаны между собой и с воздушными баллонами. Воздух, поступающий из одной ступени сжатия в другую, охлаждается в теплообменном аппарате 4. Включение баллонов на наполнение сжатым воздухом и их отключение осуществляется автоматически с помощью автомата давления АДУ-2С.

При изотермическом сжатии механическая энергия  $W_{н.из}$ , затраченная на нагнетание газа, эквивалентна площади фигуры  $1-2_{из}-p_2-p_1-1$  (рис. 7.13), и определяется выражением (7.53)

$$W_{н.из} = H_2 - H_1 + Q_{охл.} \quad (7.57)$$

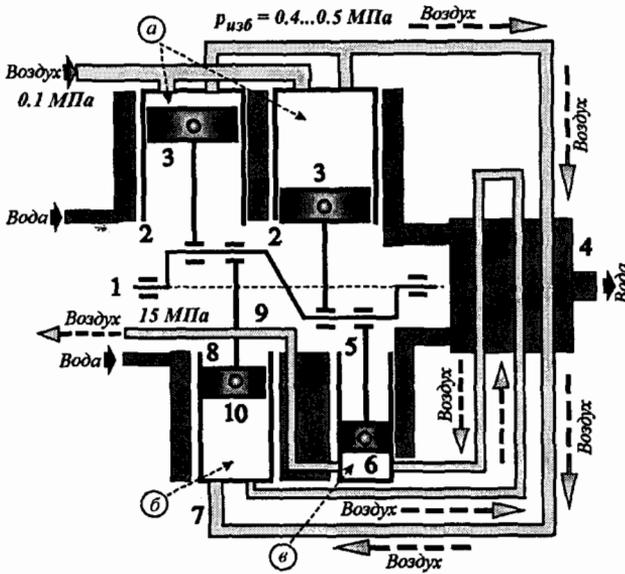


Рис. 7.15. Конструктивная схема многоступенчатого поршневого компрессора

Для изотермического процесса справедливы соотношения (5.34) на основании которых можно записать:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 = \dots = p_i V_i = idem. \quad (7.58)$$

Так как  $H_1 = U_1 + p_1 V_1$ , а  $H_2 = U_2 + p_2 V_2$ , то выражение (7.57) можно представить в виде

$$W_{н.из} = p_2 V_2 + U_2 - p_1 V_1 - U_1 + Q_{охл.} \quad (7.59)$$

Внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры, которая в изотермическом процессе не изменяется ( $T_2 = T_1 = idem$ ). Это означает, что  $U_2 = U_1$ . С учетом зависимости (7.58) выражение (7.59) примет вид

$$W_{н.из} = Q_{охл.} = -Q_T. \quad (7.60)$$

Учитывая зависимость (5.38), выражение (7.60) можно представить в виде

$$W_{н.из} = -m R_o \ln \frac{p_1}{p_2} = m R_o \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (7.61)$$

На основании выражения (5.38) также можно записать

$$W_{н.из} = -W_{тех} = W_o = - \int_{p_1}^{p_2} V dp = m R_o T \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Так как в изотермическом процессе  $T_2 = T_1$ , то с учетом уравнения состояния идеального газа (3.104), последнее выражение представим в виде

$$W_{н.из} = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (7.62)$$

Сравнивая выражения (7.60) и (4.137), запишем:

$$Q_{\text{охл}} = W_{\text{н.из}} = T \cdot \Delta S = T(S_2 - S_1). \quad (7.63)$$

Так как  $S_2 < S_1$  (рис. 7.14), то величины  $Q_{\text{охл}}$  и  $W_{\text{н.из}}$  имеют отрицательные знаки. Напомним, что знаки здесь указывают на то, что энергия в форме теплоты отводится  $Q_{\text{охл}}$ , а в форме работы  $W_{\text{н.из}}$  — подводится к газу.

Выражение (7.60) показывает, что вся затраченная техническая работа в ходе изотермического сжатия газа отводится в окружающую среду в форме теплоты, при этом энтальпия газа не изменяется ( $H_2 = H_1 = \text{idem}$ ). Количество энергии  $Q_{\text{охл}}$ , отводимой от газа при изотермическом сжатии, численно равно площади фигуры 1-2<sub>из</sub>-S<sub>2</sub>-S<sub>1</sub>-1 под линией процесса 1-2<sub>из</sub> (рис. 7.14).

Сопоставление площадей фигур 1-2<sub>из</sub>-p<sub>2</sub>-p<sub>1</sub> и 1-2<sub>ад</sub>-p<sub>2</sub>-p<sub>1</sub> (рис. 7.13) показывает, что затраты технической работы  $W_{\text{тех}} = -W_{\text{н.из}}$  при изотермическом сжатии газа *меньше*, чем при адиабатическом сжатии.

Мы рассмотрели два предельных варианта нагнетания газа с помощью компрессора. На практике изотермическое сжатие и нагнетание газа не всегда можно реализовать, а в некоторых случаях это не является оправданным. Тепловая инерция стенок охлаждаемого компрессора и большая скорость поршня также приводят к тому, что действительный процесс сжатия является политропическим, поэтому процесс сжатия в поршневом компрессоре с охлаждаемыми стенками следует считать политропическим с показателем  $1 < n < k$ . Этот процесс изображен на рис. 7.13 и 7.14 кривой 1-2<sub>пол</sub>.

В силовой установке танка Т-72 используется охлаждаемый воздухом поршневой трехступенчатый компрессор АК-150СВ, предназначенный для наполнения баллонов сжатым воздухом. В этом компрессоре стенки обоих цилиндров охлаждаются потоком воздуха за счет оребрения стенок. Процесс нагнетания воздуха в таком компрессоре можно считать политропическим.

Поскольку уравнение политропного процесса совпадает по форме с уравнением адиабатного процесса, если показатель  $k$  заменить показателем  $n$ , то, преобразовав соотношение (7.55), получим выражение для определения технической работы политропного сжатия газа в компрессоре

$$W_{\text{н.пол}} = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[ \pi_k^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (7.64)$$

Количество отводимой от газа энергии в тепловой форме можно рассчитать по формуле (5.71):

$$Q_{\text{охл}} = mc_V \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (7.65)$$

На тепловой диаграмме (рис. 7.14) количество отведенной теплоты численно равно площади, ограниченной линией процесса 1-2<sub>пол</sub> и осью абсцисс.

По рис. 7.13 видно, что самым неблагоприятным случаем нагнетания газа является его одновременный подогрев в компрессоре. В этом случае

имеют место самые большие энергетические затраты на нагнетание газа. Такие случаи нагнетания газа недопустимы.

Учитывая равнение состояния идеального газа, выражение (7.65) можно представить в виде:

$$W_{н.пол} = \frac{n}{n-1} m R_0 T_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} m R_0 T_1 \left[ \pi_k^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (7.65')$$

Из выражения (7.65') следует, что с повышением температуры газа на входе в компрессор увеличиваются затраты механической энергии на привод компрессора. Поэтому при создании силовых установок танков, тракторов и автомобилей стремятся обеспечить забор воздуха компрессором с пространства, в котором он наименее подогревается. В силовой установке танка Т-72 забор воздуха воздушным компрессором АК-150СВ осуществляется из воздухоочистителя, где он очищен от пыли и имеет температуру, почти равную температуре окружающей среды.

В большинстве случаев показатель политропы неизвестен. Поэтому часто ограничиваются вычислением технической работы только для изотермического и адиабатного процессов, а работу в случае политропных процессов сжатия определяют с помощью КПД, которым учитывают внутренние потери на трение и энергии в тепловой форме. Изотермический КПД охлаждаемых компрессоров

$$\eta_{из} = \frac{W_{н.из}}{W_{н.пол}} = 0.65 \dots 0.75,$$

а адиабатный КПД неохлаждаемых компрессоров

$$\eta_{ад} = \frac{W_{н.ад}}{W_{н.пол}} = 0.7 \dots 0.9.$$

Значения КПД  $\eta_{из}$  и  $\eta_{ад}$  получают по результатам экспериментальных исследований. Потери на трение в механизмах компрессора учитывают механическим КПД  $\eta_{мех}$ . Произведение изотермического или адиабатного КПД на механический называется эффективным КПД компрессора:

$$\eta_k = \eta_{из} \eta_{мех}; \quad \eta_k = \eta_{ад} \eta_{мех}.$$

### 7.3.3. Расчет идеализированного одноступенчатого поршневого компрессора объемного сжатия

При расчете идеального поршневого компрессора заданными обычно считают температуру  $T_1$  и давление  $p_1$  всасываемого газа, степень повышения давления  $\pi_k$ , подачу по месту всасывания  $V_1$ . Целью расчета является определение параметров сжатого газа, мощности, необходимой для привода компрессора, а также расхода охлаждающей воды.

Температуру сжатого газа на выходе из компрессора определяют по формуле

$$T_2 = T_1 \cdot \pi_k^{\frac{n-1}{n}}. \quad (7.66)$$

В соответствии с уравнением политропы (5.65) можно записать

$$V_2 = \frac{V_1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}}} = \frac{V_1}{\pi_k^{\frac{1}{n}}}. \quad (7.67)$$

Из уравнения состояния идеального газа (3.115) определим массовый расход газа по его параметрам на входе в компрессор

$$m = \frac{p_1 V_1}{R_o T_1}, \quad (7.68)$$

где  $m$  — массовый расход газа, кг/с;  $p_1$  — давление газа на входе в компрессор, Па;  $V_1$  — объемный расход газа по месту входа (по параметрам на входе в компрессор), м<sup>3</sup>/с;  $R_o$  — удельная газовая постоянная, Дж/(кг · К);  $T_1$  — абсолютная температура газа на входе в компрессор, К.

Определим массовый расход идеального газа по его параметрам на выходе из компрессора. Учитывая условия неразрывности потока газа (масса вошедшего в компрессор газа равна массе газа, вышедшего из него), можно записать:

$$m = \frac{p_2 V_2}{R_o T_2}. \quad (7.69)$$

Разделив соотношение (7.69) на (7.68), получим

$$\frac{p_2 V_2}{R_o T_2} \cdot \frac{R_o T_1}{p_1 V_1} = 1$$

или

$$\frac{p_2 V_2}{T_2} \cdot \frac{T_1}{p_1 V_1} = 1.$$

Из последнего соотношения определим объемный расход газа на выходе из компрессора

$$V_2 = \frac{p_1 T_2}{p_2 T_1} V_1 = \frac{T_2/T_1}{p_2/p_1} V_1.$$

Учитывая, что в политропном процессе справедливы соотношения (5.65), а  $p_2/p_1 = \pi_k$ , после преобразований получим, что объемная подача компрессора по месту нагнетания (по месту выхода) определяется из следующего соотношения:

$$V_2 = V_1 (1/\pi_k)^{\frac{1}{n}}. \quad (7.70)$$

Удельную работу изменения объема газа  $W_n$  можно определить, опираясь на соотношения (7.38) и (7.64):

$$\begin{aligned} W_o = W_{\text{тех}} = -W_{\text{н.пол}} &= -\frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[ \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \\ &= \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[ 1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = n W_{\text{пол}}. \end{aligned} \quad (7.71)$$

Окончательно получим следующее выражение:

$$W_{\text{пол}} = \frac{W_o}{n} = \frac{p_1 V_1}{n-1} \left[ 1 - \pi_k^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (7.72)$$

Ввиду того, что работа изменения объема (сжатие) выполняется окружающей средой над рабочим телом,  $W_{\text{пол}}$  имеет отрицательный знак, поэтому выражение (7.72) необходимо брать по модулю.

Теоретическая мощность, необходимая для привода идеального компрессора, равна

$$N_{\text{к.теор}} = \frac{W_{\text{н}}}{t} = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \frac{\left[ \pi_k^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]}{t},$$

где  $W_{\text{н}}$  — механическая энергия (работа), затрачиваемая на нагнетание газа за один цикл, Дж (кДж);  $t$  — продолжительность рабочего цикла компрессора, с.

Преобразуем последнее выражение к виду

$$\begin{aligned} N_{\text{к.теор}} &= \frac{\frac{n}{n-1} m p_1 V_{m,1} \left[ \pi_k^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]}{t} = \frac{m}{t} \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 V_{m,1} \left[ \pi_k^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \\ &= m_c \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 V_{m,1} \left[ \pi_k^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right], \end{aligned} \quad (7.73)$$

где  $m$  — масса газа, подаваемого компрессором за один цикл, кг;  $V_{m,1}$  — удельный объем газа на входе в компрессор, м<sup>3</sup>/кг;  $m_c$  — расход газа через компрессор за 1 с (секундный расход газа), кг/с.  $p_1$  — давление газа на входе в компрессор, кПа;  $N_{\text{к.теор}}$  — теоретическая мощность привода компрессора (энергия в механической форме, затрачиваемая на нагнетание газа в течение 1 с), кВт.

Количество энергии  $\Phi$ , отводимой от газа в тепловой форме в единицу времени (в кВт) можно рассчитать на основании зависимости (7.65), учитывая правило знаков, принятое в термодинамике:

$$Q_{\text{охл}} = -m_c c_V \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) = m_c c_V \frac{k-n}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (7.74)$$

Теперь, полагая, что количество отводимой от газа теплоты равно количеству теплоты, воспринятой охлаждающей водой в полости охлаждения втулки (гильзы) цилиндра, запишем следующую формулу для определения расхода охлаждающей воды:

$$m_{\text{в}} = \frac{\Phi}{c_{p,\text{в}} \cdot \Delta t_{\text{в}}}, \quad (7.75)$$

где  $m_{\text{в}}$  — массовый расход воды через компрессор за 1 с;  $c_{p,\text{в}}$  — удельная теплоемкость воды при постоянном давлении;  $\Delta t_{\text{в}}$  — разность температуры воды между выходом из компрессора и входом в него.

В расчетах обычно принимают  $\Delta t_{\text{в}} = 8 \dots 15^\circ\text{C}$ .

С учетом потерь энергии в приводе компрессора, мощность приводного двигателя должна быть равна

$$N_{\text{кв}} = \frac{m_c \frac{n}{n-1} p_1 V_{m,1} \left[ \pi_k^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]}{\eta_{\text{к}}}. \quad (7.75')$$

Из рассмотренного выше легко заметить, что теория компрессорных машин основывается на термодинамике идеального газа. Эта теория обладает приемлемой точностью для производства практических расчетов. Напри-

мер, расчет воздушных компрессоров на давление до значения 10 МПа по уравнениям идеального газа дает погрешность около 2%.

### 7.3.4. Рабочий процесс идеализированного многоступенчатого компрессора объемного сжатия

В технике требуется получать газы очень высокого давления вплоть до 100 МПа. В танковых силовых установках давление в воздушных баллонах составляет 15 МПа (в случае их полного наполнения).

Получить газ высокого давления (более 1 МПа) при одноступенчатом сжатии невозможно. Опыт показывает, что одноступенчатое сжатие газа целесообразно осуществлять до давлений 0.6...1.0 МПа.

Существует несколько причин, не позволяющих получить давление газа в одной ступени более 1.0 МПа. Первая причина связана с ограничением температуры рабочего тела. Как видно на рис. 7.14, в процессе политропного сжатия растет температура газа ( $T_2 > T_1$ ). Опираясь на выражение (7.66), легко подсчитать, что при сжатии воздуха от исходной температуры  $T_1 = 293$  К ( $20^\circ\text{C}$ ) уже при  $\pi_k = 8$  имеет место недопустимое из-за коксования или даже выгорания смазки повышение температуры в конце сжатия выше  $T_2 = 473$  К ( $200^\circ\text{C}$ ). Температура вспышки современных масел составляет 180...200 $^\circ\text{C}$ .

Как мы уже знаем, эта причина может быть устранена применением изотермического сжатия, для чего компрессор необходимо интенсивно охлаждать водой или другой жидкостью (или воздухом). Устанавливаемый на двигатель 6ТД воздушный компрессор ТК-150 (рис. 7.15) для зарядки баллонов сжатым воздухом имеет водяную рубашку, вода в которую поступает из системы охлаждения двигателя. Между ступенями сжатия воздух охлаждается в теплообменнике.

Вторую причину можно выявить при анализе процессов многоступенчатого сжатия.

Рассмотрим рабочий процесс, например, идеализированного трехступенчатого компрессора объемного сжатия. На рис. 7.16 показана упрощенная схема его устройства, а на рис. 7.17 изображен рабочий процесс трехступенчатого компрессора.

По линии 12-1 (рис. 7.17) происходит всасывание газа в цилиндр первой ступени, где в политропном процессе 1-2 происходит сжатие от давления  $p_1$  до давления  $p_2$ . Выйдя из первой ступени компрессора (рис. 7.16), газ поступает в первый теплообменник ТО-1, где происходит его охлаждение до исходной температуры  $T_1$  в изобарном процессе 2-3 (рис. 7.17). Далее охлажденный воздух поступает во вторую ступень компрессора, где происходит его сжатие от давления  $p_2$  до давления  $p_3$  (процесс 3-4; рис. 7.17). После второй ступени компрессора газ поступает во второй теплообменник ТО-2 (рис. 7.16), где его температура вновь понижается до исходного значения  $T_1$  (рис. 7.18). Процесс охлаждения газа осуществляется по изобаре 4-5 (рис. 7.17). В третьей ступени компрессора (рис. 7.16) снова происходит сжатие газа по политропе 5-6 (рис. 7.17, 7.18). Газ с параметрами точки 6 (давление  $p_4$  и температура  $T_6$ ) направляется потребителю.

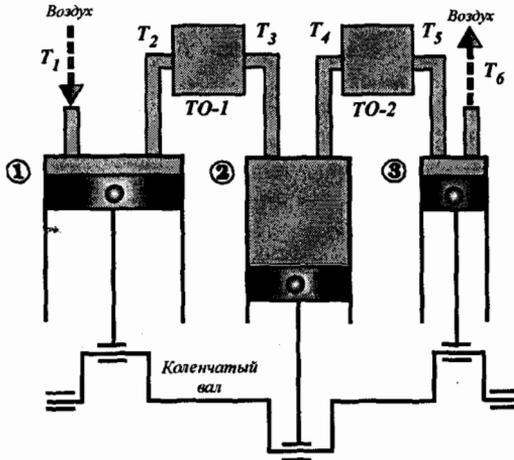


Рис. 7.16. Конструктивная схема идеализированного многоступенчатого компрессора объемного сжатия

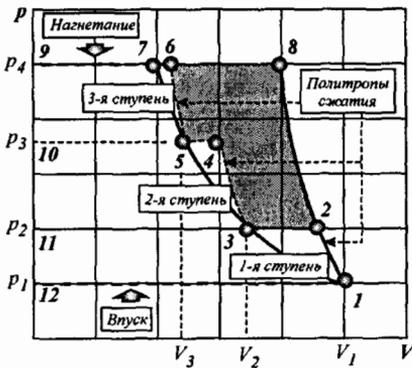


Рис. 7.17. График рабочего процесса идеализированного многоступенчатого компрессора объемного сжатия

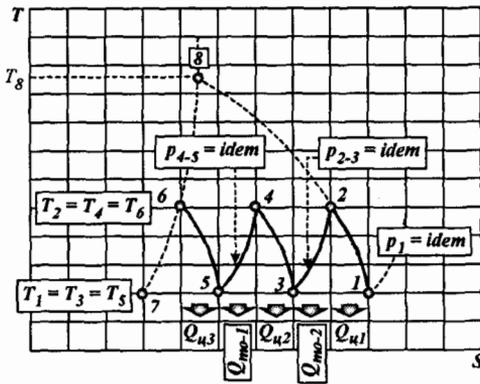


Рис. 7.18. Энтальпийная диаграмма рабочего процесса идеализированного трехступенчатого компрессора

Если бы процесс сжатия осуществлялся по изотерме 1-3-5-7 (рис. 7.17), то работа сжатия была бы минимальной, но известно, что осуществить изотермическое сжатие практически невозможно. Реально сжатие газа в компрессоре происходит по политропе. Если сжимать газ по политропе 1-2-8 в одноступенчатом компрессоре, то работа сжатия газа была бы эквивалентна площади 1-2-8-6-7-9-10-11-12-1.

Таким образом, применение многоступенчатого сжатия газа с его промежуточным охлаждением позволяет уменьшить работу сжатия за счет приближения к изотермическому процессу. Работа трехступенчатого компрессора определяется площадью 1-2-3-4-5-6-7-8-9-10-11-12-1.

Заптрихованная площадь 2-3-4-5-6-7-8-2 показывает уменьшение затрат работы от применения трехступенчатого сжатия с промежуточным охлаждением.

Чем больше ступеней сжатия и промежуточных охладителей, тем ближе процесс к наиболее экономичному — изотермическому, но тем сложнее и дороже конструкция компрессора. Вопрос о выборе числа ступеней, обеспечивающих необходимое давление на выходе из компрессора, решается на основании технических и технико-экономических соображений. В танковых и автомобильных силовых установках целесообразным является применение многоступенчатых компрессоров ввиду того, что при жестких объемно-массовых ограничениях требуется реализовать максимально возможную мощность двигателя в гусеничном или колесном движителе, обеспечивая тем самым высокую подвижность транспортного средства. Одним из путей решения данной проблемы является снижение затрат мощности двигателя на работу вспомогательных агрегатов и узлов (в том числе и воздушных компрессоров для зарядки баллонов или подачи воздуха в камеру сгорания ГТД).

Таким образом, необходимость применения многоступенчатого сжатия обусловлена также минимизацией энергетических затрат на привод компрессора.

На  $S$ - $T$ -диаграмме (рис. 7.18) площадь под линией политропного сжатия 1-2 в первой ступени численно равна количеству тепловой энергии  $Q_{ц1}$ , отводимой от газа через стенки первого цилиндра в охлаждающую жидкость. Площадь под линией 2-3 изобарного охлаждения газа в теплообменнике, численно равна количеству тепловой энергии  $Q_{ТО-1}$ , отведенной от газа в первом теплообменнике. Остальные площади имеют аналогичный смысл.

Теплообменник может быть устроен, например, следующим образом: по трубе, изогнутой в змеевик, течет горячий сжатый газ (воздух), а снаружи труба омывается относительно холодной водой.

Обычно промежуточные охладители рассчитывают таким образом, чтобы температура газа на выходе из этих аппаратов была близка к исходной температуре  $T_1$ . Если охладителей несколько, в целях их унификации температура газа в конце сжатия во всех ступенях компрессора должна быть примерно одинаковой, поэтому должны быть одинаковыми и степени повышения давления по ступеням  $\pi_k = idem$ .

Установлено, что условие  $\pi_k = idem$  обеспечивает минимальные из всех возможных случаев затраты технической работы за весь процесс многоступенчатого сжатия в целом.

При одинаковых отношениях давлений во всех ступенях компрессора ( $\pi_k = idem$ ), равенстве начальных температур и равенстве показателей политропы будет одинаковой температура газа в отдельных ступенях компрессора ( $T_2 = T_4 = T_6$ ). В этом случае степень повышения давления газа в каждой ступени компрессора определяется выражением

$$\pi_{k.ст} = \sqrt[z]{\frac{p_{кон}}{p_{нач}}} = \sqrt[z]{\pi_{k.сум}}, \quad (7.76)$$

где  $z$  — число ступеней компрессора;  $p_{\text{нач}}$  — давление воздуха на входе в первую ступень компрессора;  $p_{\text{кон}}$  — давление воздуха (газа) на выходе из последней ступени компрессора;  $\pi_{k,\text{сум}}$  — суммарная степень повышения давления газа в компрессоре.

При равенстве конечных температур на выходе из каждой ступени компрессора будет одинаковой затраченная механическая энергия (техническая работа) во всех его  $z$  ступенях, поэтому для определения удельной работы, затрачиваемой на сжатие газа во всем компрессоре, достаточно рассчитать техническую работу для одной ступени и увеличить ее в  $z$  раз.

На рис. 7.17 видно, что путем подбора числа ступеней можно получить газ заданного высокого давления так, что температура в конце сжатия не будет превышать наперед заданного значения.

Для обеспечения воздушного пуска поршневого двигателя внутреннего сгорания требуется сжатый воздух высокого давления. В танке Т-80УД для получения сжатого воздуха устанавливается трехступенчатый воздушный компрессор ТК-150 (рис. 7.15). Требуемое давление воздуха в баллонах около 15 МПа.

Для простоты рассуждений будем полагать, что компрессор забирает сжатый воздух из окружающей среды при давлении 0.1 МПа, следовательно, степень повышения давления  $\pi_{k,\text{сум}}$  компрессора должна быть примерно равной

$$\pi_{k,\text{сум}} = \frac{15 \text{ МПа}}{0.1 \text{ МПа}} = 150.$$

Тогда при температуре воздуха на входе  $T_1 = 298 \text{ К}$ ,  $\pi_{k,\text{сум}} = 150$  и показателе политропы  $n = 1.3$  температура воздуха на выходе из одноступенчатого компрессора должна примерно равняться согласно выражению (7.66):

$$T_2 = 298 \cdot 150^{\frac{1.3-1}{1.3}} = 947 \text{ К}.$$

Естественно, что при такой температуре возгорится смазка на стенках цилиндра компрессора. Применение трехступенчатого компрессора с промежуточным охлаждением воздуха позволило устранить этот недостаток.

Несмотря на конструктивные отличия, в компрессорах динамического сжатия и нагнетания газ ведет себя так же, как и в компрессоре объемного сжатия.

При анализе циклов газотурбинных установок следует иметь в виду, что в схемах этих установок чаще всего применяют многоступенчатые компрессоры лопаточного типа (осевые или центробежные). На рис. 7.19 показана схема трехвального ГТД с *трехступенчатым* компрессором центробежного типа.

В каждой ступени такого компрессора процесс сжатия близок к адиабатному, что и показано на рис. 7.20, где в  $S$ - $T$ -координатах изображен процесс трехступенчатого сжатия в идеализированном турбокомпрессоре, причем после каждой ступени сжатия рабочее тело охлаждается до исходной температуры в промежуточном охладителе. Промежуточные охладители между ступенями центробежного компрессора ГТД могут отсутствовать. Так, в танке Т-80У установлен газотурбинный двигатель ГТД-1250, имеющий двухступенчатый турбокомпрессор, суммарная степень повышения

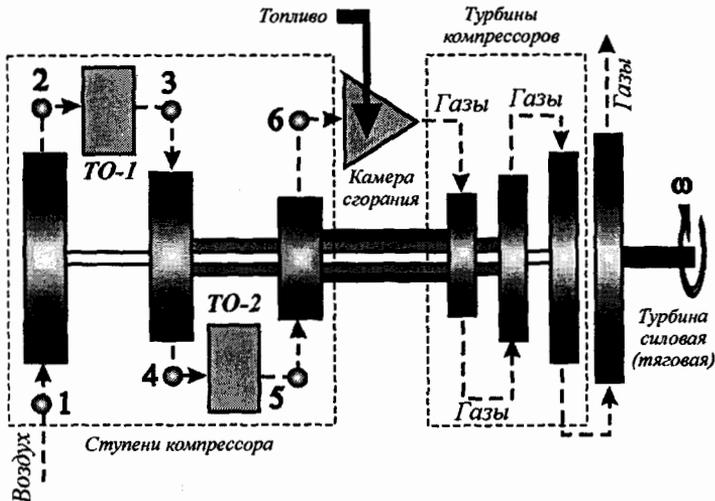


Рис. 7.19. Схема ГТД с трехступенчатым компрессором динамического сжатия

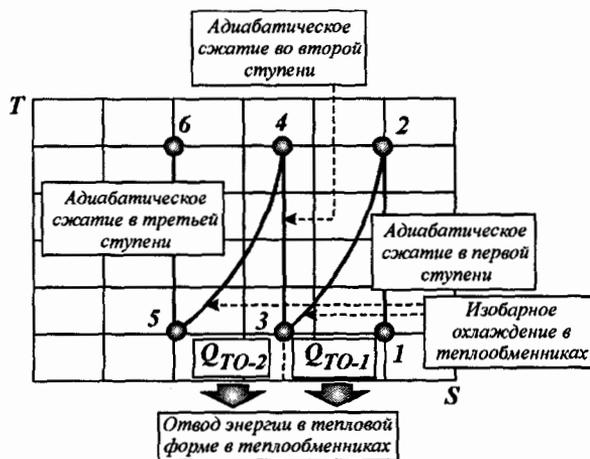


Рис. 7.20. Тепловая диаграмма рабочего процесса идеализированного многоступенчатого компрессора

давления которого равна  $\pi_{k, \text{сум}} = \pi_{k1} \cdot \pi_{k2} = 4.0 \cdot 2.75 = 11.0$ , при этом охладитель воздуха между ступенями компрессора отсутствует. Поскольку масло в ГТД-1250 поступает только на смазку подшипников опор и в проточную часть компрессора не попадает, не существует опасности его самовоспламенения.

В случае нарушения герметичности опор попавшее в проточную часть компрессора масло не представляет опасности для компрессора и двигателя в целом, так как его проточная часть является постоянно открытой. В этом случае не происходит резкого возрастания давления, которое имеет место при самовоспламенении смазки в поршневом компрессоре при закрытых клапанах, если  $\pi_k > 8$  (закрытое пространство).

Используемые между ступенями компрессора теплообменники позволяют охладить рабочее тело (воздух), в результате чего снижаются затраты механической энергии на привод компрессоров. Такие теплообменники еще называю охладителями.

В ГТД теплообменные аппараты также могут устанавливаться и на выходе из последней ступени компрессора перед камерой сгорания топлива. Такие теплообменные аппараты позволяют подогреть рабочее тело (воздух) перед камерой сгорания. В этом

случае требуется меньше затратить топлива в камере сгорания, чтобы рабочее тело нагрелось до максимально допустимой температуры. Такие теплообменники позволяют улучшить экономические показатели ГТД. С этой целью теплообменный аппарат применяется в силовой установке американского танка М-1 «Абрамс» с ГТД AGT-1500.

### 7.3.5. Рабочий процесс реального компрессора объемного сжатия

Рабочий процесс реального поршневого компрессора несколько отличается от процесса в идеализированном компрессоре. Эти отличия обусловлены следующими причинами:

- наличием гидравлических сопротивлений при всасывании и нагнетании газа;
- наличием вредного пространства;
- наличием утечек газа через клапаны, поршневые кольца;
- трением между цилиндром и поршнем;
- наличием вихревых потоков внутри цилиндра компрессора;
- сложными тепловыми взаимодействиями потоков газа и конструкционных материалов компрессора.

Вследствие гидравлических сопротивлений всасывание газа происходит при давлении в цилиндре, меньшем давления окружающей среды ( $p_1 < p_0$ ), нагнетание происходит при давлении, большем давления  $p_2$ , назначенного потребителем ( $p'_2 > p_2$ ). В связи с тем, что давление внутри цилиндра компрессора при всасывании меньше, чем окружающей среды, при том же объеме цилиндра в нем помещается меньшая масса воздуха. Таким образом, из-за сопротивлений на впуске массовая производительность компрессора уменьшается.

Аналогичное явление имеет место при работе поршневого ДВС без наддува. При открытых впускных клапанах и движении поршня к НМТ в цилиндре создается разрежение, из-за чего он наполняется воздухом (рабочим телом). Однако потоку воздуха оказывает сопротивление установленный на входе воздухоочиститель, а также впускные клапаны и газоходы. Чем меньше (по массе) воздуха поступает в цилиндры двигателя, тем меньше в нем может сгореть топлива, т. е. рабочему телу будет сообщено меньше тепловой энергии. Рабочее тело (смесь газов) будет иметь меньшую внутреннюю энергию. Чем меньшую внутреннюю энергию имеет рабочее тело, тем меньшую работу оно может совершить. В итоге, мощность двигателя также будет меньшей. Можно заключить, что воздухоочистители,

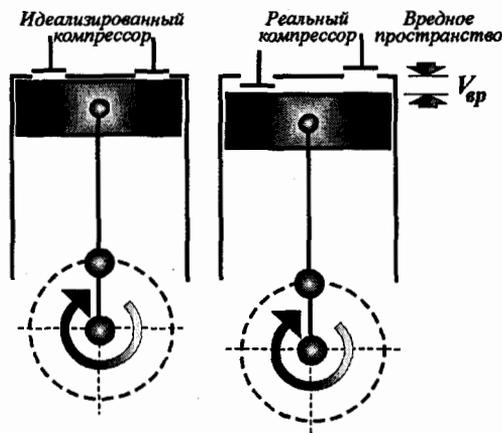


Рис. 7.21. Конструктивная схема поршневого компрессора

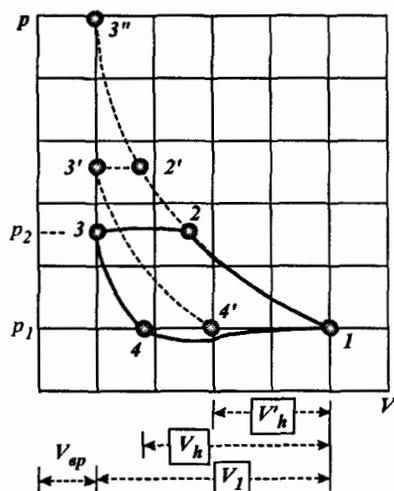


Рис. 7.22. Индикаторная диаграмма реального компрессора объемного сжатия

используемые в силовых установках танков и автомобилей, уменьшают массовый расход воздуха через приводной или свободный компрессор, а поэтому через двигатель в целом. Чем больше сопротивление на впуске, тем хуже в конечном итоге энергетические и экономические показатели двигателя.

На производительность реальных поршневых компрессоров оказывает значительное влияние вредное пространство, которое образуется между крышкой цилиндра и поршнем при его положении в ВМТ в процессе нагнетания газа. Объем вредного пространства  $V_{вр}$  (рис. 7.21) равен 4...10% от рабочего объема цилиндра компрессора  $V_h$ .

Вредное пространство обусловлено в первую очередь технологическими факторами (расположение клапанов в крышке цилиндра требует некоторого пространства; между крышкой цилиндра и поршнем должен быть технологический зазор). В связи с этим действительная индикаторная диаграмма компрессора (рис. 7.22) отличается от идеальной индикаторной диаграммы (рис. 7.12). На рис. 7.22 видно, что в процессе нагнетания (линия 2-3) не весь газ выталкивается из цилиндра. Часть газа, оставшегося в сжатом виде во вредном пространстве  $V_{вр}$ , при движении поршня в обратном направлении (к НМТ) расширяется по линии 3-4. Следовательно, при движении поршня к НМТ процесса всасывания от точки 3 до точки 4 не происходит. Реально процесс всасывания начинается в точке 4 и заканчивается в точке 1. Таким образом, полезный рабочий объем цилиндра  $V_1$  уменьшается до действительного объема всасывания  $V_h$ .

Хотя вредное пространство исключает удар поршня в крышку цилиндра, оно же уменьшает производительность компрессора. Для оценки степени влияния вредного пространства на производительность компрессора

введено понятие объемного КПД компрессора:

$$\eta_V = \frac{V_h}{V_1} \approx 0.75 \dots 0.9.$$

На рис. 7.22 видно, что с повышением давления нагнетания (точка 2 стремится к точке 2') подача и объемный КПД компрессора уменьшаются ( $V'_h < V_h$ ) и в пределе могут стать равными нулю (точка 3''). Действительно, чем больше давление нагнетания  $p_2$ , тем короче сам процесс нагнетания (линия 2'-3' короче линии 2-3). При дальнейшем повышении давления нагнетания в пределе объем в конце сжатия будет равен объему вредного пространства и подачи газа не будет. В этом случае производительность компрессора станет равной нулю. По этой причине одноступенчатые компрессоры непригодны для создания высоких давлений.

Повышение давления нагнетания  $p_2$  вызывает увеличение температуры газа внутри цилиндра выше предельно допустимой, обусловленной самовоспламенением смазочного слоя масла на стенках цилиндра, поэтому реальные конструкции компрессоров для создания высоких давлений ( $p_2 = 0.6 \dots 1.0$  МПа) выполняются по многоступенчатой схеме.

## 7.4. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ ЧЕРЕЗ КАНАЛЫ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

### 7.4.1. Уравнение неразрывности газового потока

Под неразрывностью (сплошностью) газового потока понимают следующее: сколько газа по массе вошло в проточную систему, столько же его должно выйти из нее. Если в систему входит больше по массе газа, чем выходит, это означает, что в ней накапливается газ. В конечном итоге это может привести к деформации (разрыву) стенок системы. Если стенки системы не деформируются, это означает, что из нее выходит не меньше газа, чем входит. Если из системы выходит больше по массе газа, чем входит, то газовый поток разрывается (в системе отсутствует поток газа). Так как система открыта, то в ее любом сечении постоянно существует поток газа.

Для термодинамического анализа потока рабочего тела принимают следующие допущения:

1. Переменную по поперечному сечению канала скорость потока (у самой стенки канала она равна нулю и максимальна на оси канала; рис. 7.23) заменяют средним значением, которое определяется выражением

$$\bar{c} = \frac{m}{\rho \cdot f} = \frac{mV_m}{f}, \quad (7.77)$$

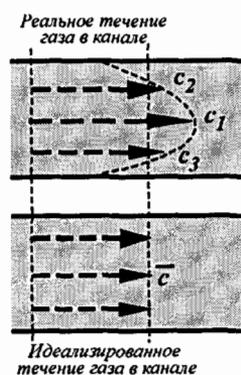


Рис. 7.23. Условная схема течения газа в канале

где  $\bar{c}$  — средняя скорость газового потока<sup>1</sup>, м/с;  $m$  — массовый расход газа, кг/с;  $\rho$  — плотность газа (рабочего тела), кг/м<sup>3</sup>;  $f$  — площадь поперечного сечения канала, м<sup>2</sup>;  $V_m$  — удельный объем газа, м<sup>3</sup>/кг.

2. Рассматривают только такой поток, в котором скорость и другие параметры в каждом его сечении не изменяются по времени, т. е. установившийся (стационарный) поток, характеризующийся постоянством массового расхода:

$$m = \frac{\bar{c} f}{V_m} = idem; \quad m V_m = \bar{c} f. \quad (7.78)$$

Уравнение (7.79) отражает условие *неразрывности* (сплошности) газового потока.

Прологарифмируем выражение (7.79):

$$\ln(m \cdot V_m) = \ln(\bar{c} \cdot f),$$

или

$$\ln m + \ln V_m = \ln \bar{c} + \ln f. \quad (7.79)$$

Продифференцируем полученное равенство (7.79) с учетом того, что  $m = idem$ :

$$\frac{1}{m} dm + \frac{1}{V_m} dV_m = \frac{1}{\bar{c}} d\bar{c} + \frac{1}{f} df,$$

или

$$\frac{df}{f} = \frac{dV_m}{V_m} - \frac{d\bar{c}}{\bar{c}}. \quad (7.80)$$

Соотношение (7.80) устанавливает связь между степенью изменения сечения (профиля) канала  $df/f$ , степенью изменения объема  $dV_m/V_m$  и степенью изменения скорости потока  $d\bar{c}/\bar{c}$ :

1. Если  $d\bar{c}/\bar{c} > dV_m/V_m$ , то  $df/f < 0$ , т. е., для разгона потока профиль канала должен быть сужающимся.
2. Если  $d\bar{c}/\bar{c} < dV_m/V_m$ , то  $df/f > 0$ , т. е. канал должен быть расширяющимся.
3. Если же  $d\bar{c}/\bar{c} = dV_m/V_m$ , то канал должен иметь постоянное сечение, так как в этом случае  $df/f = 0$  ( $f = idem$ ).

## 7.4.2. Скорость истечения газа

Истечением называется движение газа с ускорением через относительно короткие каналы особой формы, в которых происходит изменение давления. Если газовый поток замедляется (отрицательное ускорение), то давление его увеличивается, и наоборот, если газовый поток ускоряется (ускорение положительное), то его давление уменьшается. Если при движении газа (пара) в канале давление уменьшается ( $dp < 0$ ), а скорость течения возрастает ( $dc > 0$ ), то такой канал называется *соплом* или *конфузором*. Если же давление возрастает ( $dp > 0$ ), а скорость уменьшается ( $dc < 0$ ) — канал называется *диффузором*. Сопла и диффузоры представляют собой

<sup>1</sup> В дальнейшем среднюю скорость потока газа будем обозначать без черточки сверху.

относительно короткие каналы, поэтому время пребывания в них истекающего газа весьма незначительно. В этих условиях можно пренебречь теплообменом между стенками канала и движущимся потоком газа и считать течение адиабатным (при движении по каналу газ не обменивается энергией в форме теплоты с окружающей средой;  $Q = 0$ ). Как правило, в ГТД сопловые аппараты и диффузоры закреплены неподвижно, т. е. в них не совершается техническая работа. Например, в ГТД-1250 установлены два лопаточных диффузора (на выходе из компрессоров 1-й и 2-й ступеней) и три соплых аппарата по одному перед каждой из турбин (перед силовой турбиной установлен регулируемый сопловой аппарат), в которых техническая работа не совершается, так как газовый поток их не перемещает, и они не перемещают его. Техническая работа совершается в рабочих колесах компрессора (отрицательная) и в рабочих колесах турбин (положительная). В реактивных двигателях сопло двигателя служит для разгона газового потока, в результате чего возникает реактивная сила, перемещающая сопло в пространстве. Поскольку сопло жестко связано с корпусом летательного аппарата (ракеты, самолета, реактивного снаряда и другими), за счет этого перемещается сам подвижный аппарат. Мы будем рассматривать неподвижные каналы (сопла и диффузоры), в которых техническая работа не совершается ( $W_{\text{тех}} = 0$ ), а их входные и выходные сечения находятся на одном уровне, т. е. потенциальная энергия потока во время его нахождения в канале не изменяется.

В связи с тем, что в неподвижных каналах техническая работа не выполняется ( $W_{\text{тех}} = 0$ ), а входное и выходное сечения находятся на одном уровне ( $z = \text{const}$ ;  $dz = 0$ ), выражение (7.19) можно записать в следующем виде:

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} + H_2 - H_1 = Q, \quad [W_{\text{тех}} = 0; \quad z_2 = z_1]. \quad (7.81)$$

Так как газ в канале находится относительно короткое время, в течение которого можно считать, что между ним и окружающей средой (стенками канала) не происходит обмен энергией в тепловой форме ( $Q = 0$ ), выражение (7.81) можно записать в виде

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} = H_1 - H_2. \quad (7.82)$$

Из соотношения (7.82) определим скорость потока газа на выходе из канала<sup>1</sup>:

$$c_2 = \sqrt{\frac{2(H_1 - H_2) + c_1^2}{m}}. \quad (7.83)$$

Во многих случаях  $c_1 \ll c_2$  (истечение из сосуда большого объема), поэтому начальной скоростью потока  $c_1$  можно пренебречь. В результате, можно записать

$$c_2 = \sqrt{\frac{2(H_1 - H_2)}{m}} = \sqrt{2 \frac{H_1 - H_2}{m}} = \sqrt{2(h_1 - h_2)}, \quad (7.84)$$

где  $h_1 - h_2$  — располагаемый теплоперепад, Дж/кг.

<sup>1</sup> Здесь и далее индексом 1 обозначаются параметры газа во входном сечении канала, а индексом 2 — параметры газа в выходном сечении.

Когда нужно рассчитать скорость истечения газа, используют следующую методику.

Из определения энтальпии

$$h_1 - h_2 = (u_1 + p_1 V_{m1}) - (u_2 + p_2 V_{m2}). \quad (7.85)$$

Поскольку в адиабатном процессе тепловая энергия не подводится к потоку газа и не отводится от него ( $Q = 0$ ), работа изменения объема совершается только за счет изменения внутренней энергии, что видно из следующего соотношения:

$$w_{1-2} = u_1 - u_2. \quad (7.86)$$

С учетом соотношения (5.55) выражение (7.86) можно представить в виде

$$u_1 - u_2 = \frac{p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2}}{k - 1}. \quad (7.87)$$

Подставляя выражение (7.87) в (7.85) и производя преобразования, определим удельную величину располагаемого теплоперепада:

$$\begin{aligned} h_1 - h_2 &= \frac{1}{k-1} (p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2}) + (p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2}) = \\ &= (p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2}) \left( \frac{1}{k-1} + 1 \right) = \frac{k}{k-1} (p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2}). \end{aligned} \quad (7.88)$$

Подставим выражение (7.88) в формулу (7.84):

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} (p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2})} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} \left( 1 - \frac{p_2 V_{m2}}{p_1 V_{m1}} \right)}. \quad (7.89)$$

Учитывая соотношение (5.48), выражение (7.89) запишем в виде

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} \left( 1 - \frac{T_2}{T_1} \right)}. \quad (7.90)$$

Подставляя выражение (5.51) в выражение (7.90), получим

$$c_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} [1 - \beta^{\frac{k-1}{k}}]}, \quad (7.91)$$

где  $\beta = p_2/p_1$  — отношение давления газа на выходе к давлению газа на входе в канал.

### 7.4.3. Расход газа через канал

Расход газа  $m$  через канал можно определить из условия неразрывности газового потока на основе выражения (7.78):

$$m = \frac{c_2 f_2}{V_{m2}}. \quad (7.92)$$

Подставив выражение (7.91) в выражение (7.92), получим:

$$m = \frac{f_2}{V_{m2}} \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} [1 - \beta^{\frac{k-1}{k}}]}. \quad (7.93)$$

Из уравнения адиабаты  $p_1 V_{m1}^k = p_2 V_{2m}^k$  получим

$$\frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{V_{m1}}{V_{m2}} \right)^k = \beta. \quad (7.94)$$

Преобразуем выражение (7.94):

$$\frac{V_{m1}}{V_{m2}^*} = \sqrt[k]{\beta}; \quad \frac{1}{V_{m2}^*} = \frac{\sqrt[k]{\beta}}{V_{m1}} = \frac{\beta^{\frac{1}{k}}}{V_{m1}}. \quad (7.95)$$

Подставим выражение (7.95) в выражение (7.93):

$$\begin{aligned} m &= \frac{f_2 \beta^{\frac{1}{k}}}{V_{m1}} \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} [1 - \beta^{\frac{k-1}{k}}]} = f_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} \frac{\beta^{\frac{2}{k}}}{V_{m1}^2} [1 - \beta^{\frac{k-1}{k}}]} = \\ &= f_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{V_{m1}} [\beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}}]}. \end{aligned} \quad (7.96)$$

Выражение (7.96) позволяет определить расход газа  $m$  через канал за 1 секунду.

#### 7.4.4. Выбор формы канала для истечения газа

Чтобы выбрать форму канала для истечения газа, необходимо выявить общие закономерности его истечения. Для этого проанализируем выражение (7.96), предварительно записав его в виде

$$\frac{m}{f_2} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{V_{m1}} [\beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}}]}. \quad (7.97)$$

Анализ выражений (7.91), (7.96) и (7.97) позволяет сделать следующий вывод:

- для конкретного газа (от его химического состава зависит значение показателя адиабаты  $k$ ) и заданных площади поперечного сечения  $f_2$  канала на выходе, давления  $p_1$  и удельном объеме  $V_{m1}$  на входе в канал скорость  $c_2$  адиабатного истечения и секундный расход газа  $m$  зависят только от соотношения давлений  $\beta = p_2/p_1$ .

Графики, построенные по уравнениям (7.96) и (7.91), приведены на рис. 7.24 и 7.25.

Пусть давление газа на входе в канал остается неизменным ( $p_1 = idem$ ), а на выходе — понижается ( $p_2 \neq idem$ ). В начальный момент, когда  $p_2 = p_1$ , секундный расход газа (рис. 7.24) равен нулю ( $m = 0$ ), так как  $\beta = p_2/p_1 = 1$ . Ситуацию, когда при  $\beta = 1$  величина  $m = 0$ , легко объяснить с точки зрения физической науки. Так как  $p_2 = p_1$ , то к газу на входе и на выходе приложены одинаковые, но направленные в противоположные стороны усилия. В этом случае нет причин, вызывающих движение газа. Только из-за разности давлений возможно движение газа в канале.

По мере уменьшения  $p_2 < p_1$  величина  $\beta$  также уменьшается ( $\beta < 1$ ). Выражение (7.96) показывает, что сначала секундный расход газа  $m$  увеличивается (кривая  $MN$ ; рис. 7.24). При некотором значении перепада

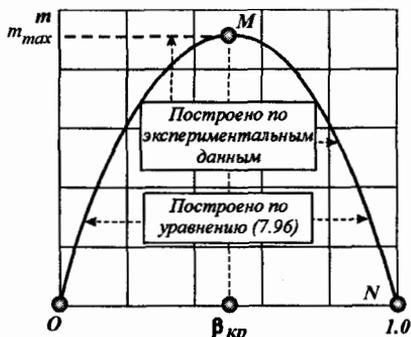


Рис. 7.24. Зависимость секундного расхода газа через канал от перепада давления на нем

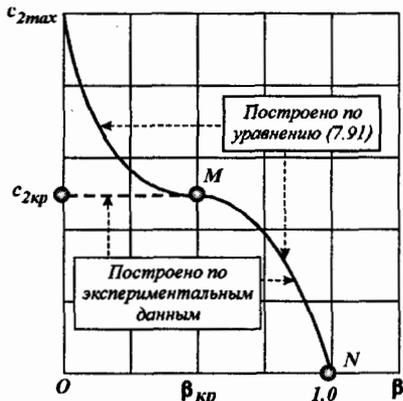


Рис. 7.25. Зависимость скорости истечения газа через канал от перепада давления на нем

давления в канале  $\beta = \beta_{кр}$  секундный расход газа достигает максимального значения  $m = m_{max}$ . При дальнейшем понижении давления  $p_2$  на выходе из канала (величина  $\beta < \beta_{кр}$  также понижается) выражение (7.96) уже предсказывает уменьшение секундного расхода газа  $m$  через канал. При  $p_2 = 0$  перепад давления на канале также равен нулю  $\beta = p_2/p_1 = 0$ .

В соответствии с выражением (7.96) при  $\beta = 0$  секундный расход газа также равен нулю ( $m = 0$ ). Случай, когда  $p_2 = 0$ , означает, что газ истекает в абсолютный вакуум. С математической точки зрения этот факт нельзя просто объяснить. Действительно, на входе в канал давление газа равно  $p_1 \neq 0$ , а на выходе — равно нулю ( $p_2 = 0$ ), т. е.  $p_1 - p_2 > 0$ . Следовательно, газ должен двигаться от входа в канал к выходу из него. Подставим величину  $\beta = 0$  в выражение (7.91):

$$c_2 = c_{2max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1}}. \quad (7.98)$$

Выражение (7.98) показывает, что при  $\beta = 0$  скорость газа на выходе из канала должна достигать некоторого максимального значения, что не противоречит здравому смыслу.

Таким образом, при перепаде давления газа в канале, равном  $\beta = 0$ , газ движется через канал ( $c_2 = c_{2max} \neq 0$ ) (на что указывает выражение (7.98)), но массовый расход газа равен нулю ( $m = 0$ ) (на что указывает выражение (7.96)). Эти два факта трудно объяснимы с точки зрения физической науки.

Таким образом, с точки зрения физической науки, выражение (7.96) не совсем правильно выражает закономерности истечения газов в области  $\beta < \beta_{кр}$ .

Из уравнения состояния идеального газа

$$p_2 V_2 = m R_o T_2; \quad p_2 \frac{V_2}{m} = R_o T_2; \quad p_2 V_{m2} = R_o T_2$$

следует, что при  $p_2 = 0$  удельный объем газа на выходе из канала должен быть равен бесконечности ( $V_{m2} = \infty$ ), так как  $R_0 T = idem$ . Теперь становится ясным, что канал с конкретными геометрическими размерами (площадь его поперечного сечения  $f_2$  имеет конечное значение) должен пропустить с конечной скоростью  $c_{2\max}$  (рис. 7.25) газ, характеризующийся бесконечно большим удельным объемом  $V_{m2} = \infty$ . В этом случае согласно выражению (7.92)

$$m = \frac{c_{2\max} f_2}{V_{m2}} = \frac{c_{2\max} f_2}{\infty} = 0.$$

Здесь на первый взгляд наблюдается парадокс. Коль расход газа через сопло равен нулю ( $m = 0$ ), то и его скорость на выходе из канала должна быть равной нулю ( $c_2 = 0$ ). Однако скорость  $c_2$  на выходе из канала имеет конечное значение. Эти расхождения были также обнаружены и в ходе экспериментальных исследований. Сравнение расчетных значений расходов с реальными значениями  $m$ , полученными в опытах, показывает, что в интервале значений  $\beta$  от 1 до некоторого критического значения  $\beta_{кр}$ , при котором расход газа максимальный ( $m = m_{\max}$ ), опытные значения  $m$  совпадают с расчетными (кривая  $NM$ ; рис. 7.24). При дальнейшем уменьшении значений  $\beta < \beta_{кр}$  расход газа остается *постоянным*, равным *максимальному* значению ( $m = m_{\max} = idem$ ). Реальная кривая зависимости  $m = f(\beta)$ , полученная опытным путем, изображена линией  $M - m_{\max}$ .

Определим из соотношения (7.96) значение  $\beta_{кр}$ , соответствующее максимальному секунднему расходу газа  $m = m_{\max}$ . Из этого соотношения видно, что массовый расход газа зависит только от численного значения выражения, заключенного в скобки:

$$y = \beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}}. \quad (7.100)$$

Следовательно, расход газа через сопло будет максимальным, если будет максимальным значение функции (7.100). Найдем экстремум (максимум) функции  $y = f(\beta)$  в диапазоне  $0 \leq \beta \leq 1$ . Из курса высшей математики известно, что для поиска экстремума функции  $y = f(\beta)$  необходимо найти ее первую производную по аргументу  $\beta$  и приравнять нулю, т. е.

$$\frac{dy}{d\beta} = \frac{2}{k} \beta^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \beta^{\frac{k+1}{k}-1} = \frac{2}{k} \cdot \beta^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} \beta^{\frac{1}{k}} = 0. \quad (7.100')$$

Разделим полученное выражение на  $\frac{k+1}{k} \beta^{\frac{2-k}{k}}$ :

$$\frac{2}{k+1} - \beta^{\frac{1}{k} - \frac{2-k}{k}} = 0; \quad \frac{2}{k+1} - \beta^{\frac{k-1}{k}} = 0; \quad \frac{2}{k+1} = \beta^{\frac{k-1}{k}}.$$

Возведем последнее выражение в степень  $(k-1)/k$ :

$$\left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta. \quad (7.101)$$

Таким образом, в точке, определяемой соотношением (7.101), функционал (7.100) имеет экстремум. Для того чтобы установить, в указанной точке имеет место максимум или минимум, необходимо найти вторую производ-

ную функционала (7.100) и определить ее значение в точке, определяемой соотношением (7.101). Продифференцируем еще раз выражение (7.100'):

$$\begin{aligned} \frac{d^2y}{d\beta^2} &= \frac{d\left(\frac{2}{k}\beta^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k}\beta^{\frac{1}{k}}\right)}{d\beta} = \frac{2}{k} \cdot \frac{2-k}{k}\beta^{\frac{2-k}{k}-1} - \frac{1}{k} \cdot \frac{k+1}{k}\beta^{\frac{1}{k}-1} = \\ &= \frac{2(2-k)}{k^2}\beta^{\frac{2-2k}{k}} - \frac{k+1}{k^2}\beta^{\frac{1-k}{k}} = \frac{2(2-k)}{k^2}\beta^{\frac{2(1-k)}{k}} - \frac{k+1}{k^2}\beta^{\frac{1-k}{k}}. \end{aligned}$$

Преобразуем последнее выражение:

$$\frac{d^2y}{d\beta^2} = \frac{k+1}{k^2}\beta^{\frac{1-k}{k}} \left[ \frac{2(2-k)}{k+1}\beta^2 - 1 \right]. \quad (7.102)$$

Подставляя значение  $\beta$ , определенное из соотношения (7.101), в уравнение (7.102), убеждаемся, что  $d^2y/d\beta^2 < 0$ , так как  $k > 1$ . Если  $d^2y/d\beta^2 < 0$ , то в указанной точке имеет место максимум функционала (7.100). Следовательно, при перепаде давления в канале, равном

$$\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{p_2}{p_1} = \beta,$$

расход газа через него, определяемый соотношением (7.96), будет *максимальным*.

Параметры газа, которые соответствуют максимуму расхода газа  $m_{\max}$ , называют *критическими*<sup>1</sup>. Таким образом, можно записать

$$\beta_{\text{кр}} = \frac{p_{\text{кр}}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (7.103)$$

Зависимость (7.103) показывает, что критическое отношение давлений  $\beta_{\text{кр}}$  зависит только от показателя адиабаты  $k$ . Критический перепад давлений для различных газов представлен ниже:

Газ	Показатель адиабаты, $k$	Критический перепад давления, $\beta_{\text{кр}}$
Одноатомный	1.67	0.487
Двухатомный	1.40	0.528
Трехатомный	1.30	0.546
Перегретый водяной пар (трехатомный газ) $t_s \leq 150^\circ\text{C}$	1.35	0.577

Из уравнения адиабаты  $p_1 V_{m1}^k = p_{\text{кр}} V_{m\text{кр}}^k$  получаем

$$V_{m1} = V_{m\text{кр}} \sqrt[k]{\frac{p_{\text{кр}}}{p_1}} = V_{m\text{кр}} \left(\frac{p_{\text{кр}}}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}. \quad (7.104)$$

<sup>1</sup> Их обозначают с индексом «кр».

Подставляя в выражение (7.104) выражение (7.103), получим:

$$\left. \begin{aligned} V_{m1} &= V_{m\text{кр}} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}; \\ p_1 &= \frac{p_{\text{кр}}}{\beta_{\text{кр}}} = p_{\text{кр}} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{-k}{k-1}}; \\ p_1 V_{m1} &= p_{\text{кр}} V_{m\text{кр}} \frac{k+1}{2} \end{aligned} \right\} \quad (7.105)$$

После подстановки выражений (7.103) и (7.105) в зависимости (7.91) и (7.96), получим следующие соотношения:

$$c_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 V_{m1}} = \sqrt{k p_{\text{кр}} V_{m\text{кр}}}; \quad (7.106)$$

$$m_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{V_{m1}} \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}. \quad (7.107)$$

Таким образом, при  $\beta_{\text{кр}} \leq \beta \leq 1$  результаты теории *совпадают* с экспериментальными данными, поэтому при расчетах истечения газа через суживающийся канал можно пользоваться зависимостями (7.91) и (7.96).

В диапазоне изменения параметра критического перепада давления  $0 \leq \beta < \beta_{\text{кр}}$  результаты теории *не совпадают* с результатами экспериментов, поэтому пользоваться соотношениями (7.91) и (7.96) *нельзя*. При  $\beta < \beta_{\text{кр}}$  в суживающемся канале (сопле) устанавливается критическая скорость истечения газа  $c_{\text{кр}} = c_{\text{max}}$  и имеет место максимальный расход газа  $m_{\text{max}}$ . В этом случае пользуются зависимостями (7.106) и (7.107).

Для того чтобы выяснить, какими зависимостями следует пользоваться при расчетах истечения газов, необходимо знать свойства конкретного газа (знать его показатель адиабаты  $k$ ), а затем по формуле (7.103) определить критический перепад давлений в сопле  $\beta_{\text{кр}}$ . После этого необходимо определить реальный перепад давлений на сопле  $\beta = p_2/p_1$  и сравнить его значение с величиной  $\beta_{\text{кр}}$ . По результатам сравнения принимают решение в соответствии с вышеизложенными условиями.

Для объяснения противоречия между выводами теоретических и экспериментальных исследований ученые Сен-Венан и Вентцель в 1839 г. предложили следующую гипотезу:

- для значений  $\beta_{\text{кр}} \leq \beta \leq 1$  давление в устье (на самом срезе) суживающегося канала равно давлению окружающей среды, в которую происходит истечение, поэтому теория совпадает с опытными данными;
- для значений  $0 \leq \beta < \beta_{\text{кр}}$  давление в устье суживающегося канала перестает быть равным давлению среды и, несмотря на понижение давления окружающей среды до полного вакуума, остается *постоянным* и равным  $p_{\text{кр}}$ .

На рис. 7.26 показана зависимость давления  $p_2$  в устье канала от давления окружающей среды  $p_0$  при постоянном давлении газа на входе в канал  $p_1 = \text{const}$ . Пусть вначале давление  $p_1$  равно давлению окружающей среды ( $p_1 = p_0$ ). В этом случае имеет место равенство  $p_1 = p_2 = p_0$ . Поскольку  $p_1 = p_2$ , то  $\beta = 1$ , а поэтому газ не будет двигаться по каналу

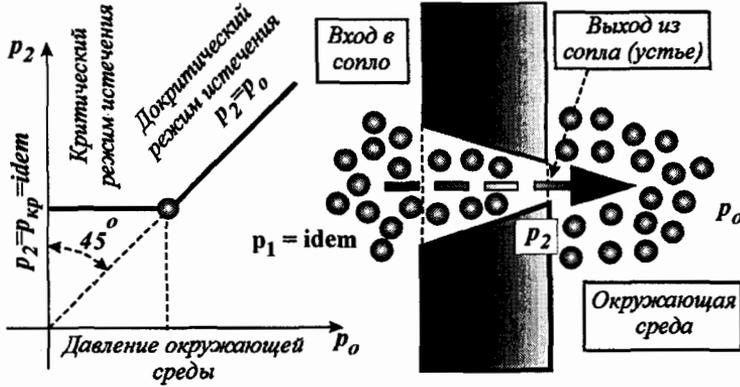


Рис. 7.26. Зависимость давления газа в устье канала от давления окружающей среды

(рис. 7.25). Будем медленно понижать давление окружающей среды  $p_0$ . Давление  $p_2$  (рис. 7.26) в устье канала также будет понижаться, оставаясь равным  $p_2 = p_0$ . Так будет продолжаться до тех пор, пока  $\beta > \beta_{кр}$ . При некотором значении  $p_0$  наступает момент, когда дальнейшее понижение давления окружающей среды не вызывает падения давления  $p_2$ . В этот момент  $\beta = \beta_{кр}$ . В устье канала устанавливается давление, равное  $p_2 = p_{кр}$ . Дальнейшее понижение давления  $p_0$  уже не вызывает изменения давления в устье канала,  $p_2 = p_{кр} > p_0$ . В канале устанавливается *критический перепад давлений*

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \beta_{кр}.$$

Физическое объяснение расхождений теоретических и экспериментальных исследований заключается в следующем. Сопло имеет конечные размеры (определенную длину). Увеличение скорости газового потока в канале ( $dc > 0$ ) возможно лишь при уменьшении давления в нем ( $dp < 0$ ).

Докажем этот вывод на основе аналитических зависимостей. Так как истечение газа через канал происходит адиабатически (без обмена энергией в тепловой форме между потоком газа и стенками канала), то  $Q = 0$ . Тогда выражение (7.27) можно представить в виде

$$H_1 - H_2 = - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \tag{7.108}$$

Объединяя выражения (7.108) и (7.82), получим

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} = - \int_{p_1}^{p_2} V dp. \tag{7.109}$$

Если  $c_2 > c_1$ , то газ в канале движется ускорено. Следовательно, левая часть выражения (7.109) положительна. В этом случае должна быть положительной и правая часть выражения (7.109), а это возможно лишь

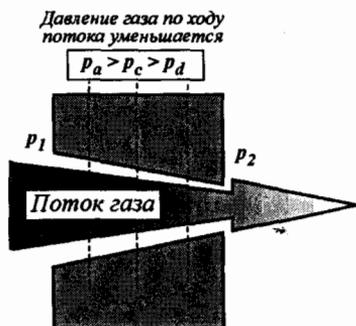


Рис. 7.27. Схема течения газа в суживающемся канале

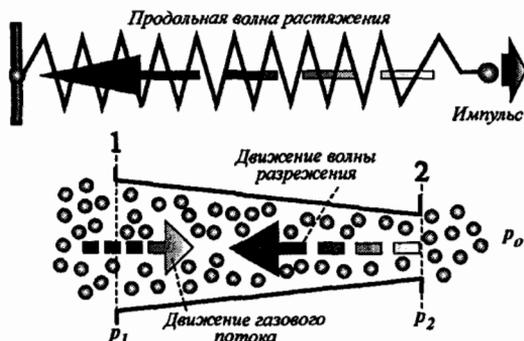


Рис. 7.28. Характер течения газа в канале

при  $dp < 0$ . Таким образом, в каждом последующем сечении канала (рис. 7.27) давление газа должно быть меньшим, чем в предыдущем, т. е. в каждом последующем сечении возникает разрежение по сравнению с предыдущим.

Проведем простой эксперимент. Пусть давление газа  $p_2$  на выходе из сопла (рис. 7.28) равно давлению на входе в сопло  $p_1$ , т. е.  $p_2 = p_1 = p_0$ . В этом случае давление во всех сечениях канала равно  $p_1$ . Следовательно,  $dp = 0$  и газ не будет двигаться в канале. Массовый расход газа через канал будет равным нулю ( $m = 0$ ), так как  $\beta = p_2/p_1 = 1$  (точка  $N$ ; рис. 7.24).

Понижим на небольшую величину  $\Delta p$  давление окружающей среды  $p_0$ . Давление в устье сопла (рис. 7.28) также понизится и станет равным  $p_2 = p_0$ , но оно уже будет меньшим  $p_1$ . Поскольку  $p_2 < p_1$ , то  $dp < 0$ , и газ будет перемещаться из положения 1 в положение 2 и массовый расход газа возрастет ( $m > 0$ ). Для того чтобы газ вошел в канал (сечение 1), необходимо, чтобы в этом месте понизилось давление. Фактически мы понижаем давление окружающей среды  $p_0$ , которое в определенных пределах вызывает понижение давления  $p_2 = p_0$  в устье канала (сечение 2). Понижение давления в сечении 2 означает образование некоторого разрежения относительно давления  $p_1$  на входе в канал (сечение 1). Это разрежение будет перемещаться вдоль канала от сечения 2 к сечению 1 с некоторой скоростью (образуется продольная волна разрежения).

Процесс аналогичен тому, как если мгновенно потянуть за незакрепленный конец пружины, и в ней в противоположную сторону будет перемещаться продольная волна растяжения.

Понижая давление окружающей среды  $p_0$ , в которую происходит истечение газа, мы вызываем этим понижение давления в сечении 2 ( $p_2 = p_0$ ). В этом случае значение  $\beta = p_2/p_1$  будет уменьшаться, а массовый расход  $m$  и скорость  $c_2$  газа — увеличиваться (рис. 7.24, 7.25).

В результате уменьшения давления окружающей среды наступает момент, когда давление газа  $p_2$  на выходе из канала (в устье канала), достигнув некоторого критического значения  $p_2 = p_{кр} = idem$ , остается неизменным. В этот момент скорость истечения  $c_2$  и расход газа  $m$  будут максимальными ( $c_2 = c_{max} = c_{кр}$ ;  $m = m_{max}$ ). Имеет место критический

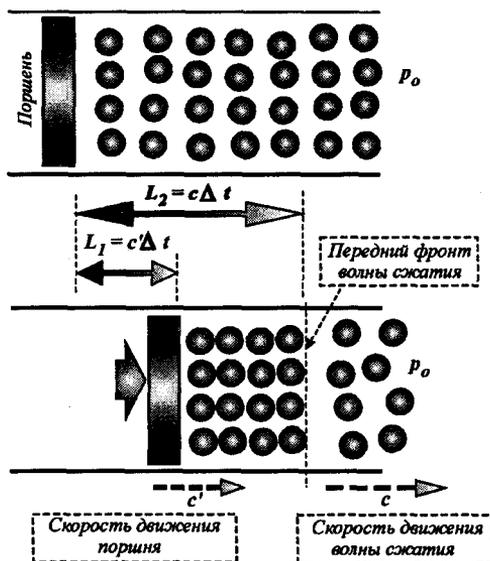


Рис. 7.29. Схема распространения в газе волны сжатия

режим истечения газа, при котором  $\beta = \beta_{кр}$ . Газ перемещается от сечения 1 к сечению 2 со скоростью перемещения звуковой волны (волны разрежения). Это означает, что в канале газ будет двигаться со скоростью звука  $c_2 = c_{\max} = c_{зв}$ .

Таким образом,

- в суживающемся канале (сопле) может быть достигнута максимальная скорость истечения газа, численно равная скорости звука.

Определим скорость распространения звуковой волны в газе. Скорость распространения продольной волны может быть определена из зависимости

$$c = \sqrt{\frac{\text{Упругая сила}}{\text{Инертность}}}. \quad (7.110)$$

Рассмотрим газ, находящийся в трубе с подвижным поршнем (рис. 7.29).

В начальный момент времени  $t_0 = 0$  поршень находится в неподвижном состоянии. Давление газа в трубе равно  $p_0$ . В течение промежутка времени  $\Delta t$  быстро переместим поршень вправо со скоростью  $c'$ . Перед поршнем возникнет волна давления, которая будет перемещаться со скоростью  $c$ . Волна давления быстро отойдет от поршня. За время  $\Delta t$  поршень переместится на расстояние  $L_1 = c' \Delta t$ . За это же время волна давления пройдет расстояние  $L_2 = c \Delta t$ . Перед фронтом волны газ находится в несжатом состоянии, а за фронтом — в сжатом состоянии. При сжатии давление газа увеличивается на величину  $\Delta p$ . На передний фронт области

сжатия действует сила  $P_0$ , равная:

$$P_0 = p_0 A,$$

где  $A$  — площадь сечения трубы.

Слева со стороны поршня на сжатую среду действует сила  $P_1$ , равная

$$P_1 = (p_0 + \Delta p) A.$$

За время  $\Delta t$  фронт волны захватит объем  $V_0$ , равный

$$V_0 = L_1 A = c \Delta t A. \quad (7.111)$$

В этом объеме находится масса газа

$$m = \rho V_0 = \rho c \Delta t A.$$

Эта масса газа  $m$  будет перемещаться вправо под действием силы  $F$ , равной

$$F = P_1 - P_0 = (p_0 + \Delta p) A - p_0 A = \Delta p A.$$

Аналитически второй закон механики Ньютона может быть записан в виде

$$F = ma; \quad F = m \frac{dV}{dt}; \quad F dt = m dV; \quad F \Delta t = m \Delta V.$$

Произведение  $F \cdot \Delta t$  называется *импульсом* силы. Импульс силы, сообщаемый сжатому газу, равен изменению его (сжатого газа) импульса. Поскольку в исходном состоянии газ находился в невозмущенном состоянии, то его скорость равнялась нулю.

Изменение импульса газа равно

$$A \Delta p \Delta t = (\rho c A \Delta t) c'. \quad (7.112)$$

Из выражения (7.112) определим изменение давления газа

$$\Delta p = \rho c c'. \quad (7.113)$$

Экспериментально установлено, что изменение объема тела  $\Delta V$  пропорционально изменению давления  $\Delta p$  и первоначальному объему  $V_0$ :

$$B = - \frac{\Delta p}{\Delta V} V_0. \quad (7.114)$$

За время  $\Delta t$  поршень сместится вправо, уменьшив тем самым первоначальный объем газа  $V_0$  на величину

$$\Delta V = -c' \Delta t A. \quad (7.115)$$

Подставляя выражения (7.111) и (7.115) в зависимость (7.114), получим

$$B = - \frac{\rho c c'}{-c' \Delta t A} c \Delta t A = \rho c^2,$$

откуда

$$c = \sqrt{\frac{B}{\rho}}. \quad (7.116)$$

Выражение (7.114) можно представить в дифференциальной форме, так как

$$B = -V \frac{dp}{dV}, \quad [\Delta p \approx 0; \quad \Delta V \approx 0], \quad (7.117)$$

где  $dp$  — бесконечно малое изменение давления газа;  $dV$  — бесконечно малое изменение объема газа.

Для слышимых звуковых волн сжатие и расширение газа (например, воздуха) происходит почти адиабатически. Чтобы объяснить это, заметим, что при сжатии происходит повышение температуры газа, а при расширении — понижение температуры. При сжатии температура газа может и не увеличиваться, если в этот же момент от него отводится энергия в тепловой форме. В звуковой волне расстояние между соседними волнами сжатия и расширения относительно велико. Сжатия и расширения происходят настолько быстро, что энергия от волны почти не передается несжатым слоям газа. На основании этих фактов полагают, что при распространении звуковой волны сжатие и расширение газа происходит почти адиабатически. Это допущение позволяет определить скорость звуковой волны через термодинамические параметры состояния газа.

Продифференцируем уравнение адиабаты (5.46):

$$\frac{d(pV_m^k)}{dV_m} = \frac{d(idem)}{dV_m} = 0; \quad \frac{dp}{dV_m} V_m^k + pkV_m^{k-1} = 0. \quad (7.118)$$

Преобразуем выражение (7.118) следующим образом:

$$\frac{dp}{dV_m} \frac{V_m^k}{V_m^{k-1}} = -kp; \quad \frac{dp}{dV} V_m^{k-(k-1)} = -kp; \quad \frac{dp}{dV_m} V_m = -kp.$$

Окончательно получим

$$\frac{dp}{dV_m} = -\frac{kp}{V_m}. \quad (7.119)$$

Подставив выражение (7.119) в выражение (7.117), получим

$$B = -V_m \left( -\frac{kp}{V_m} \right) = kp. \quad (7.120)$$

Подставим выражение (7.120) в выражение (7.116):

$$c_{зв} = \sqrt{\frac{kp}{\rho}}. \quad (7.121)$$

Выражение (7.121) показывает, что скорость распространения звуковой волны зависит от свойств газа (показателя адиабаты  $k$ ), его давления  $p$  и плотности  $\rho$ .

Определим скорость распространения звуковой волны в воздухе:

$$k = 1.4; \quad p = 101000 \text{ Па}; \quad \rho = 1.29 \text{ кг/м}^3;$$

$$c_{зв} = \sqrt{\frac{1.4 \cdot 101000 \text{ [Н/м}^2\text{]}}{1.29 \text{ [кг/м}^3\text{]}}} = \sqrt{\frac{1.4 \cdot 101000 \text{ [(кг} \cdot \text{м)/(с}^2 \cdot \text{м}^2\text{)]}}{1.29 \text{ [кг/м}^3\text{]}}} \approx 331 \text{ м/с}.$$

Учитывая выражение (3.30), зависимость (7.121) можно представить в виде

$$c_{зв} = \sqrt{kpV_m}. \quad (7.122)$$

На основании уравнения состояния идеального газа  $pV_m = R_o T$  выражение (7.122) можно представить следующим образом:

$$c_{зв} = \sqrt{kR_o T}, \quad (7.123)$$

где  $R_0$  — удельная газовая постоянная;  $T$  — абсолютная температура газа.

Учитывая выражение (4.82), зависимость (7.123) можно записать в виде

$$c_{зв} = \sqrt{\frac{kRT}{M}}, \quad (7.124)$$

где  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $M$  — молярная масса газа.

Выражение (7.124) показывает, что скорость движения звуковой волны тем больше, чем меньше молярная масса газа  $M$ . Так, гелий имеет молярную массу  $M_{He} = 4.003$  кг/кмоль. Скорость распространения звуковой волны в гелии при температуре  $t = 20^\circ\text{C}$  равна  $c_{зв} = 1005$  м/с. Водяной пар имеет молярную массу  $M_{H_2O} = 18.016$  кг/кмоль. Скорость распространения звуковой волны в водяном паре при той же температуре равна  $c_{зв} = 427$  м/с. Этот факт легко объяснить. Чем больше молярная масса газа, тем больше масса его элементарных частиц. Чем больше масса частиц газа, тем больше их инертность. При распространении звуковой волны происходит передача движения от предыдущих слоев газа последующим, т. е. частицы газа приводятся в движение. Как раз в процессе приведения в движение сказываются инерционные свойства частиц газа. Более тяжелые тела труднее привести в движение.

Уравнение (7.122) справедливо как для идеальных, так и для реальных газов. Уравнение (7.123) справедливо только для идеальных газов. Таким образом, скорость распространения звуковой волны в идеальном газе зависит только от его температуры, которая однозначно связана с давлением

$$T = \frac{pV_m}{R_0}.$$

В реальных газах скорость распространения звуковой волны зависит как от давления, так и от температуры (удельный объем  $V_m$  в зависимости (7.122) зависит от температуры), поэтому каждому термодинамическому состоянию газа соответствует определенная скорость распространения звуковой волны. По этой причине неправильно употреблять термин «скорость звуковой волны», не указав значения параметров состояния газа. В таких случаях более правильным будет употребление термина «местная скорость звука», под которой понимают скорость распространения звуковой волны в рассматриваемой точке потока, характеризуемой определенными значениями параметров состояния газа.

Сравнивая формулы (7.122) и (7.106), приходим к выводу, что критическая скорость истечения газа  $c_{кр}$  равна местной скорости звука  $c_{зв}$ .

Таким образом,  $\beta_{кр}$  — это такое отношение противодавления  $p_2$  на выходе из канала к давлению  $p_1$  на входе в канал (сопло), при котором скорость течения газа равна местной скорости звука, а расход газа максимальный.

Суживающееся сопло (рис. 7.27) для обеспечения безударного входа потока должно иметь специальный профиль в области входного сечения. Кромки этого канала профилируются по лемнискате.

Существенным недостатком суживающихся сопел является то, что в них нельзя получить скорость потока, превышающую местную скорость звука, так как в процессе расширения давление на выходе не может стать меньше критического ( $p_2 = p_{кр}$ ). Для повышения скорости потока сверх

критической  $c_{кр}$  (она равна местной скорости звука), т. е. для получения сверхзвуковой скорости потока, необходимо создать соответствующие условия.

Критерием дозвукового, звукового (критического) и сверхзвукового течений в термодинамике и в газовой динамике принято считать безразмерное отношение скорости течения газа  $c_2$  в данном сечении канала к местной скорости звука  $c_{зв}$ :

$$M = \frac{c_2}{c_{зв}}, \quad (7.125)$$

называемое *числом Маха*. Если  $M < 1$ , то скорость течения меньше местной скорости звука, поток является *дозвуковым*. Если  $M > 1$ , то скорость газа и режим течения называются *сверхзвуковыми*. В дальнейшем изложении для упрощения будем опускать индекс в обозначении скорости истечения газа из сопла, если это не будет вызывать каких-либо затруднений.

Каким же образом можно получить сверхзвуковую скорость в сопле? Для ответа на этот вопрос необходимо рассмотреть зависимость профиля сопла от скорости газового потока. Эта зависимость устанавливается уравнением постоянства расхода  $m$  — уравнением неразрывности (7.80).

Выразим в уравнении (7.80) член  $df/f$ , характеризующий продольный профиль сопла, через параметры газа для конкретного процесса расширения (истечения). Как известно, процесс истечения газа из сопла принимают *адиабатным*, поэтому сначала определим член  $dV_m/V_m$  для адиабатного процесса. Выражение (7.119) представим в виде

$$kp \frac{dV_m}{V_m} + dp = 0,$$

откуда

$$\frac{dV_m}{V_m} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p}. \quad (7.126)$$

Выразим член  $dc/c$  в уравнении (7.80) через параметры потока  $p$  и  $V_m$ , для чего используем соотношение (7.29), приняв во внимание, что при истечении газа техническая работа не совершается ( $W_{тех} = 0$ ) и  $z_2 = z_1$ :

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} = - \int_{p_1}^{p_2} V dp; \quad \frac{(c_2^2 - c_1^2)}{2} = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{V}{m} dp.$$

Последнее выражение запишем в дифференциальной форме

$$d\left(\frac{c^2}{2}\right) = -V_m dp; \quad c \cdot dc = -V_m dp; \quad \frac{dc}{c} = -\frac{V_m}{c^2} dp. \quad (7.127)$$

Подставив выражения (7.126) и (7.127) в выражение (7.80), получим:

$$\frac{df}{f} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p} + \frac{V_m}{c^2} dp; \quad \frac{df}{f} = \left(\frac{V_m}{c^2} - \frac{1}{kp}\right) dp. \quad (7.128)$$

Проанализируем соотношение (7.128). Истечение из канала возможно, если только давление газа по ходу потока уменьшается, т. е. всегда должно выполняться условие  $dp < 0$ , при этом возможны два случая:

1. Выражение в скобках положительно, т. е.

$$\frac{V_m}{c^2} - \frac{1}{kp} > 0.$$

Так как  $dp < 0$  (необходимое условие движения газа в сопле), то правая часть в соотношении (7.128) в этом случае отрицательна, поэтому и левая часть в уравнении (7.128) также отрицательна, т. е.  $df/f < 0$ , что означает постоянное уменьшение (сужение) площади поперечного сечения канала по ходу газового потока. Решив полученное неравенство, получим  $V_m kp > c^2$ , или в другом виде  $c < \sqrt{kpV_m}$ . В соответствии с соотношением (7.122) можно записать  $-c < c_{зв}$ . Таким образом, в суживающемся канале нельзя получить скорость потока, превышающую местную скорость звука.

2. Выражение в скобках отрицательно, т. е.

$$\frac{V_m}{c^2} - \frac{1}{kp} < 0.$$

Так как  $dp < 0$  (необходимое условие движения газа в канале), то правая часть соотношения (7.128) в этом случае будет положительной, поэтому и левая часть в соотношении (7.128) будет также положительна, т. е.  $df/f > 0$ , что означает увеличение площади поперечного сечения канала по ходу газового потока. Решив полученное неравенство, получим  $V_m kp < c^2$  или, что, то же самое,  $c > \sqrt{kpV_m}$ . Учитывая соотношение (7.122), можно записать  $c > c_{зв}$ . Таким образом, в расширяющемся сопле можно получить скорость газового потока, превышающую местную скорость звука.

На основании изложенных выше фактов можно заключить, что:

- для получения скорости газового потока меньшей или равной местной скорости звука (дозвуковой скорости) сопло должно быть *суживающимся*.
- для получения скорости газового потока большей местной скорости звука (сверхзвуковой скорости) сопло должно быть *расширяющимся*.

Объединяя эти два вывода, можно заключить, что для получения сверхзвуковой скорости потока канал должен быть комбинированным, т. е. состоять из двух частей: первая часть — суживающаяся, вторая — расширяющаяся. Такой комбинированный канал в литературе иногда называют соплом Лавала по имени автора — шведского инженера К. Г. Лавала (1845–1913 гг.), применившего его в 1889 г.

Выясним, каким должен быть профиль канала для разгона или торможения потока.

Из соотношения (7.127) определим величину

$$dp = - \frac{c \cdot dc}{V_m},$$

которую подставим в соотношение (7.128):

$$\frac{df}{f} = \left( \frac{V_m}{c^2} - \frac{1}{kp} \right) \left( -\frac{c \cdot dc}{V_m} \right) = \frac{c \cdot dc}{kpV_m} - \frac{dc}{c} = \left( \frac{c^2}{kpV_m} - 1 \right) \frac{dc}{c}.$$

Из соотношения (7.122) видно, что  $kpV_m = c_{зв}^2$ . Тогда последнее соотношение можно записать в следующем виде:

$$\frac{df}{f} = \left( \frac{c^2}{c_{зв}^2} - 1 \right) \frac{dc}{c} = (M^2 - 1) \frac{dc}{c}, \quad (7.129)$$

где  $M = c/c_{зв}$  — число Маха.

Уравнение (7.129) определяет соотношения между скоростью потока среды  $c$  и площадью поперечного сечения канала  $f$ . Вместе с тем, из этого уравнения видно, что ускорение ( $dc > 0$ ) или замедление ( $dc < 0$ ) потока зависит от режима истечения.

Для ускорения газового потока ( $dc > 0$ ) в сопле необходимо:

1. Если поток дозвуковой ( $M < 1$ ), то  $M^2 - 1 < 0$ , поэтому канал должен сужаться по ходу потока ( $df/f < 0$ ) [согласно выражению (7.129)].
2. Если имеет место сверхзвуковой (закритический) режим истечения ( $M > 1$ ), то для дальнейшего ускорения потока ( $dc > 0$ ) необходимо применить расширяющийся канал. Действительно, при  $M > 1$  величина  $M^2 - 1 > 0$ , а поэтому  $df/f > 0$ .

Для получения замедленного движения потока газа ( $dc < 0$ ) необходимо:

- если имеет место докритический режим истечения ( $M < 1$ ), то  $M^2 - 1 < 0$ . Так как  $dc/c < 0$ , то  $df/f > 0$ . Следовательно, для торможения газового потока необходимо применять *расширяющийся* канал.
- если режим истечения газа закритический ( $M > 1$ ), то для торможения потока необходимо применить *суживающийся* канал, так как  $M^2 - 1 > 0$ , а  $dc/c < 0$ , то  $df/f < 0$ .
- в случае критического режима истечения ( $M = 1$ ) скорость истечения газа не изменяется ( $dc/c = 0$ ;  $c = c_{кр} = idem$ ), поэтому  $df/f = 0$  ( $f = idem$ ). Для поддержания критического режима истечения канал должен иметь *постоянное* сечение. Критический режим истечения является переходным. Любое изменение профиля канала приведет к изменению режима истечения газа.

Если режим истечения *докритический*, то в суживающемся канале (сопле) поток газа можно разогнать только до критической скорости (перейти ее в таком канале невозможно).

Если режим истечения *закритический*, то в сужающемся канале (диффузоре) можно снизить скорость потока газа до критической (и не более).

На основании изложенного выше можно сделать следующие выводы:

1. Если скорость потока газа на входе в канал меньше критической (дозвуковая;  $c < c_{зв}$ ;  $M < 1$ ), то для его разгона до критической скорости необходимо применить *сужающийся* канал (рис. 7.30,а). При этом давление по ходу потока уменьшается ( $dp < 0$ ).
2. Если скорость потока газа на входе в канал меньше критической (дозвуковая;  $c < c_{зв}$ ;  $M < 1$ ), то для его торможения необходимо применить

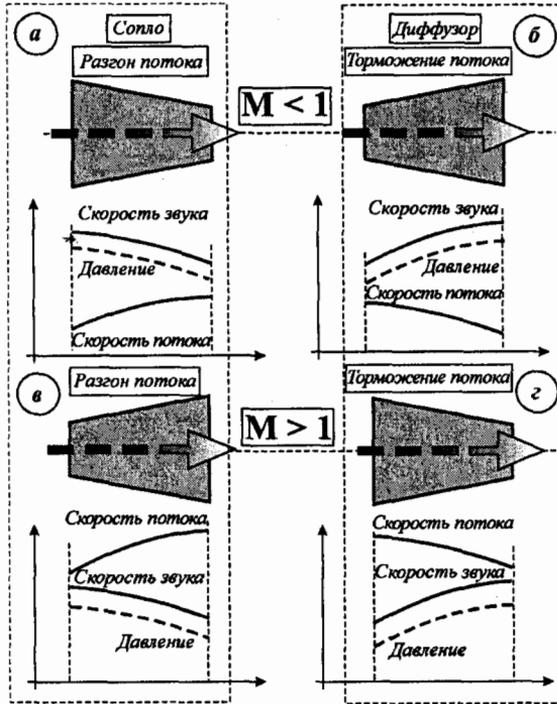


Рис. 7.30. Характеристики движения газа в сопле и диффузоре

расширяющийся канал (рис. 7.30,б). При этом давление по ходу потока увеличивается ( $dp > 0$ ).

3. Если скорость потока газа на входе в канал больше или равна критической (сверхзвуковая;  $c \geq c_{зв}$ ;  $M \geq 1$ ), то для его дальнейшего разгона необходимо применить расширяющийся канал (рис. 7.30,в). При этом давление по ходу потока уменьшается ( $dp < 0$ ).
4. Если скорость потока газа на входе в канал больше или равна критической (сверхзвуковой;  $c \geq c_{зв}$ ;  $M \geq 1$ ), то для его торможения необходимо применить сужающийся канал (рис. 7.30,з). При этом давление по ходу потока увеличивается ( $dp > 0$ ).

В любом случае непрерывное изменение скорости газового потока (ускорение или замедление) с переходом от дозвукового к сверхзвуковому режиму (или наоборот) возможно лишь при перемене знака воздействия  $df$ .

Рассмотрим процесс истечения газа из комбинированного сопла Лавалья, схема которого представлена на рис. 7.31. Правильно рассчитанное сопло Лавалья позволяет при любом заданном давлении  $p_1$  на входе в сопло осуществить полное расширение рабочего тела до давления окружающей среды  $p_2 = p_0$  и получить сверхзвуковую скорость истечения  $c_2 = c_{зв}$ . На рис. 7.31 видно, что сопло Лавалья можно условно разделить на две части — суживающуюся А и расширяющуюся В.

Рассмотрим сначала процесс истечения из суживающейся части сопла А. Известно, что в суживающемся сопле можно получить только докри-

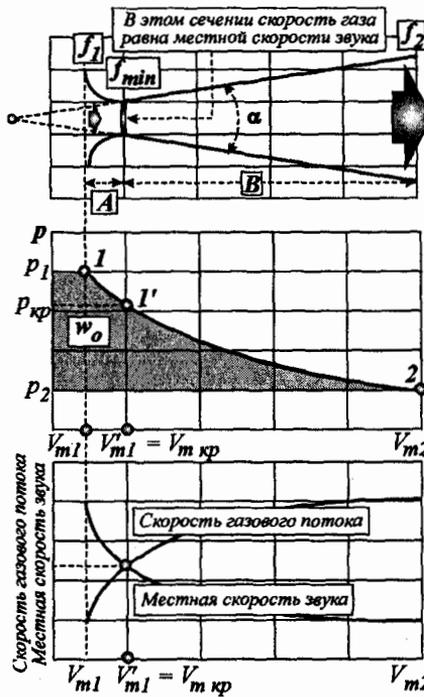


Рис. 7.31. Изменение параметров газового потока в сопле Лавала

тическое (дозвуковую) и критическую (равную скорости звука) скорости истечения газа. Определим по формуле (7.103) критический перепад давления  $\beta_{кр}$ , который не зависит от параметров газа, а определяется лишь показателем адиабаты  $k$  (этот показатель зависит только от природы газа).

Пусть вначале давление на входе в сопло  $p_1$  равно давлению окружающей среды, т. е.  $p_1 = p_2 = p_{oc}$ . Поскольку в этом случае  $\beta = 1$ , то согласно уравнению (7.91) скорость газа в сопле равна нулю ( $c_2 = 0$ ), т. е. газ в канале не будет двигаться. Массовый расход газа через сопло также равен нулю ( $m = 0$ ). Будем постепенно увеличивать давление  $p_1$ . Величина перепада давления  $\beta = p_2/p_1$  на суживающейся части А сопла будет уменьшаться. В диапазоне изменения  $\beta_{кр} \leq \beta \leq 1$  рост  $p_1$  не будет приводить к росту давления на выходе из сопла<sup>1</sup> ( $p_2 = p_o$ ), поэтому скорость истечения  $c_2$  газа и его массовый расход  $m$  будут увеличиваться. Поскольку в докритической области истечения  $\beta > \beta_{кр}$  рост  $p_1$  не приводит к росту  $p_2$ , то располагаемая работа  $w_0$  газового потока будет увеличиваться. Так как  $p_2 = idem$ , то увеличение  $c_2$  и  $m$  происходит только за счет уменьшения  $\beta$  (увеличения перепада). При достижении  $\beta = \beta_{кр}$  за счет увеличения  $p_1$  располагаемая работа газового потока, истекающего из суживающейся части сопла, достигнет максимального значения. В суживающейся части сопла А в сечении  $f_{min}$  (рис. 7.31) установится критическое давление  $p_2 =$

<sup>1</sup>Здесь под давлением на выходе из сопла понимается давление на выходе из его суживающейся части (в минимальном сечении).

$p_{кр}$  и критическая скорость истечения, равная местной скорости звука ( $c_2 = c_{кр}$ ).

Следует заметить, что в диапазоне изменения давления газа на входе сопла  $p_1$ , при котором  $\beta \geq \beta_{кр}$ , кинетическая энергия потока увеличивается за счет роста скорости  $c_2$  и увеличения массового расхода  $m$  при уменьшении  $\beta$ .

Если дальше увеличивать давление  $p_1$  на входе в суживающуюся часть  $A$  сопла, то, как было установлено ранее, скорость газа  $c_2$  в сечении  $f_{min}$  не изменится, поскольку в этом случае  $\beta$  будет всегда оставаться равным  $\beta = \beta_{кр} = idem$ . Следовательно, дальнейшее увеличение давления  $p_1$  не приведет к росту кинетической энергии потока газа за счет увеличения его скорости, поскольку  $c_2 = c_{max} = c_{зв}$ . При этом следует заметить, что рост  $p_1$  после достижения некоторого критического значения приводит к росту давления  $p_2 = p_1\beta$  в минимальном сечении  $f_{min}$  суживающейся части  $A$  сопла (рис. 7.31). При этом располагаемая работа газового потока достигнет определенного значения (площадь 1-1'- $p_{кр}$ - $p_1$  на рис. 7.31) и в дальнейшем не будет изменяться при увеличении давления  $p_1$ .

Чем больше давление  $p_1$ , тем больше давление  $p_2 = p_{кр}$  на выходе из суживающейся части сопла  $A$ , которое может значительно отличаться от давления окружающей среды  $p_0$ . В этом случае поток будет оставаться *недорасширенным* ( $p_2 = p_{кр} > p_0$ ).

Как видно на рис. 7.31, в суживающейся части сопла  $A$  давление газа понижается от  $p_1$  (вход) до  $p_{кр}$  (точка 1'; выход из узкой части сопла). Применяв дополнительно расширяющуюся часть сопла  $B$ , критическое давление  $p_{кр}$ , устанавливающееся в самой узкой части сопла, можно понизить до  $p_2 = p_0$  (точка 2). В этом случае  $\beta < \beta_{кр}$ , что свидетельствует о том, что скорость  $c_2$  на выходе из расширяющейся части сопла  $B$  будет больше, чем в самом узком сечении сопла  $f_{min}$ , т. е.  $c_2 > c_{зв}$  (смотри рис. 7.31). Массовый расход газа  $m$  остается прежним — как в минимальном сечении сопла (следует из условия неразрывности потока). Располагаемая работа потока  $w_0$  увеличится, поскольку уменьшится давление  $p_2$  на выходе из сопла (располагаемая работа  $w_0$  станет численно равной площади 1-2- $p_2$ - $p_1$ ; рис. 7.31).

Так как скорость газового потока в комбинированном сопле значительно больше, чем в суживающемся сопле, кинетическая энергия потока также значительно увеличивается по квадратичному закону:

$$КЭ = mc^2/2.$$

Чем больше кинетическая энергия потока, направляемого на лопатки турбины, тем большую техническую работу он может совершить.

Из технических соображений давление  $p_1$  и максимальный расход газа  $m_{max}$  ограничивается, поэтому максимальную кинетическую энергию газового потока можно получить, если обеспечить его полное расширение до давления окружающей среды  $p_2 = p_0$ . В этом случае возможно получение максимальной располагаемой работы  $w_0 = w_{max}$ . Комбинированные сопла позволяют реализовать перепад давления от  $\beta = 1$  до  $\beta = 0$ .

При расчете сопел исходят, прежде всего, из содержания решаемой задачи и имеющихся исходных данных. Если, например, требуется получить

на выходе из сопла дозвуковую или звуковую скорость истечения газа, то здесь однозначно следует применить *сужающееся* сопло. Если требуется получить сверхзвуковую скорость истечения газа, то сопло должно быть *комбинированным*.

В общем виде задача может быть сформулирована так: *при заданном давлении  $p_1$  и температуре  $T_1$  газа на входе спроектировать сопло, обеспечивающее требуемый расход газа  $m$  с максимальной скоростью истечения  $c_{\max}$ . В этом случае можно поступить следующим образом:*

1. Определить из соотношения (7.103) критический перепад давлений  $\beta_{\text{кр}}$ .
2. Определить перепад давлений, который обычно требуется реализовать на сопле  $\beta = p_2/p_1 = p_o/p_1$ .
3. Если  $\beta > \beta_{\text{кр}}$ , то сопло должно быть суживающимся. В этом случае получить сверхзвуковую скорость истечения невозможно, поэтому, подставляя  $\beta = p_2/p_1 = p_o/p_1$  в соотношения (7.91) и учитывая, что  $p_1 V_{m1} = R_o T_1$ , решением уравнения (7.96) определяют максимальную (дозвуковую) скорость истечения из сопла  $c_2$ , а также площадь  $f_2$  на выходе из сопла.
4. Если  $\beta < \beta_{\text{кр}}$ , то для получения максимально возможной скорости истечения газа сопло должно быть комбинированным. Из уравнения (7.96) определяют минимальную площадь сечения (рис. 7.31), в котором возможно достижение скорости истечения, равной скорости звука ( $c_2 = c_{\max} = c_{\text{зв}}$ ). Для этого в уравнение вместо  $\beta$  подставляют  $\beta_{\text{кр}}$ , определяемое из соотношения (7.103), и решают относительно  $f_2 = f_{\min}$ . Таким образом, через сечение  $f_{\min}$  (рис. 7.31) газ будет двигаться со скоростью звука, а массовый расход газа через него будет равен заданному  $m_{\max}$ .

Площадь сечения сопла  $f_2$  на выходе из расширяющейся части также определяют из уравнения (7.96) подстановкой в него перепада давлений  $\beta = p_2/p_1$ , который необходимо реализовать. Максимальную (сверхзвуковую) скорость истечения газа  $c_2 > c_{\text{зв}}$  определяют из уравнения (7.91), подставляя в него  $\beta = p_2/p_1$ .

Угол конусности  $\alpha$  расширяющейся части сопла (рис. 7.31) во избежание отрыва потока от стенок канала не должен быть более  $10 \dots 12^\circ$ . Длину расширяющейся части сопла  $B$  рассчитывают по формуле

$$B = \frac{D_2 - D_{\text{кр}}}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}, \quad (7.130)$$

где  $D_2, D_{\text{кр}}$  — диаметры канала сопла, соответствующие сечениям  $f_2$  и  $f_{\min}$ .

В ряде случаев истечение из сопла Лавалья может оказаться нерасчетным. Так, например, сопло реактивного двигателя летательного аппарата, будучи расчетным на одной высоте полета, окажется нерасчетным на других высотах. При этом давление в выходном сечении может быть либо больше давления окружающей среды (сопло *недорасширенное*), либо меньше (сопло *перерасширенное*). В последнем случае возможно возникновение так называемого скачка уплотнения в сечении, находящемся внутри сверхзвуковой части сопла Лавалья, при этом скорость на выходе из сопла оказывается дозвуковой. Подробнее такие явления рассматриваются в курсе газовой динамики.

Рассмотрим несколько примеров.

*Пример 1.* Пусть в некотором сосуде при постоянном давлении  $p_1 = 6$  МПа находится кислород, который истекает из сосуда через суживающееся сопло в среду с давлением  $p_0 = 4$  МПа. Требуется определить скорость истечения и массовый расход кислорода, если площадь выходного сечения сопла  $f_2 = 20$  мм. Температура кислорода в сосуде равна  $t_1 = 150^\circ\text{C}$ .

Определим перепад давлений, который можно реализовать на сопле,

$$\beta = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_0}{p_1} = \frac{4 \text{ МПа}}{6 \text{ МПа}} \approx 0.667.$$

Критический перепад давлений (для двухатомных газов  $k = 1.4$ )

$$\beta_{\text{кр}} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left( \frac{2}{1.4+1} \right)^{\frac{1.4}{1.4-1}} = 0.528.$$

Так как  $\beta > \beta_{\text{кр}}$ , то режим истечения *докритический*.

Для нахождения скорости истечения  $c_2$  и массового расхода газа  $m$  воспользуемся соотношениями (7.91) и (7.96). Предварительно определим удельный объем кислорода  $V_{m1}$  на входе в сопло из уравнения состояния идеального газа:

$$V_{m1} = \frac{R_0 T_1}{p_1} = \frac{259.8 \text{ [Дж/(кг} \cdot \text{К)]} \cdot (150 + 273) \text{ [К]}}{6 \cdot 10^6 \text{ [Па]}} \approx 0.02 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$[R_0 = 259.8 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}].$$

Скорость истечения газа определим по формуле (7.91)

$$c_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.4}{1.4 - 1} \cdot 6 \cdot 10^6 \text{ [Па]} \cdot 0.02 \left[ \frac{\text{м}^3}{\text{кг}} \right] \cdot (1 - 0.667^{\frac{1.4-1}{1.4}})} = 303 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Массовый расход газа определим по формуле (7.96)

$$m = 20 \cdot 10^{-6} \text{ [м}^2\text{]} \sqrt{\frac{2 \cdot 1.4}{1.4 - 1} \cdot \frac{6 \cdot 10^6 \text{ [Па]}}{0.02 \text{ [м}^3/\text{кг]}} (0.667^{\frac{2}{1.4}} - 0.667^{\frac{1.4+1}{1.4}})} = 0.227 \text{ кг/с}.$$

*Пример 2.* Для условий предыдущей задачи найти скорость истечения, массовый расход и давление кислорода при истечении его через суживающееся сопло в атмосферу ( $p_0 = 0.1$  МПа).

В данном случае  $\beta = p_2/p_1 = p_0/p_1 = 0.1/6 \approx 0.017$ . Режим истечения будет критическим, так как  $\beta < \beta_{\text{кр}}$ . Подставляя в соотношение (7.91) вместо  $\beta$  значение  $\beta_{\text{кр}} = 0.528$ , получим максимальную (критическую) скорость истечения на выходе из суживающегося сопла

$$c_2 = c_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.4}{1.4 - 1} \cdot 259.8 \cdot (150 + 273) (1 - 0.528^{\frac{1.4-1}{1.4}})} = 358.2 \text{ м/с}.$$

Максимальный расход газа определим по уравнению (7.96)

$$m_{\text{max}} = 20 \cdot 10^{-6} \sqrt{2 \cdot \frac{1.4}{1.4 - 1} \cdot \frac{6 \cdot 10^6}{0.02} (0.528^{\frac{2}{1.4}} - 0.528^{\frac{1.4+1}{1.4}})} = 0.237 \text{ кг/с}.$$

Конечное давление истечения (давление в устье сопла)

$$p_2 = p_1 \beta_{\text{кр}} = 6 \cdot 0.528 = 3.168 \text{ МПа}.$$

Поскольку  $p_2 > p_0$ , то сопло *недорасширенное*.

*Пример 3.* Для условий предыдущей задачи рассчитать сопло, обеспечивающее максимальные скорость истечения и расход газа.

Поскольку  $\beta = 0.017 < \beta_{кр} = 0.528$ , то для получения максимальной скорости истечения следует применить комбинированное сопло Лавалья. Для этого к имеющейся суживающейся части сопла  $f = 20 \text{ мм}^2$  добавим расширяющуюся часть. Минимальная площадь сечения комбинированного сопла равна  $f = 20 \text{ мм}^2$ . В минимальном сечении установится критическая скорость истечения  $c_2 = c_{кр}$  и максимальный расход газа  $m_{\max}$ . Максимальный расход газа  $m_{\max}$  через комбинированное сопло равен расходу газа через минимальное сечение (условие неразрывности газового потока). Поэтому из предыдущего примера можно записать, что  $m_{\max} = 0.237 \text{ кг/с}$ . Подставляя  $\beta = 0.017$  в соотношение (7.91), получим максимальную скорость истечения газа

$$c_{2\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.4}{1.4 - 1} \cdot 6 \cdot 10^6 \cdot 0.02 \left(1 - 0.017^{\frac{1.4-1}{1.4}}\right)} \approx 760 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

### 7.4.5. Расчет истечения газа графическим методом

Полученные выше основные положения и зависимости по расчету истечения газов справедливы и для идеальных газов. Для водяного пара все полученные ранее зависимости можно применять только в приближенных вычислениях. Для перегретого пара принимают показатель адиабаты, равный  $k = 1.3$ , а для сухого насыщенного пара —  $k = 1.135$ .

В тех случаях, когда показатель адиабаты не известен, его определяют по формулам:

$$k = \frac{\ln(p_1/p_2)}{\ln(V_{m2}/V_{m1})}; \quad k - 1 = \frac{\ln(T_2/T_1)}{\ln(V_{m1}/V_{m2})}; \quad \frac{k - 1}{k} = \frac{\ln(T_2/T_1)}{\ln(p_2/p_1)}.$$

Аналитические расчеты истечения газов можно вести с помощью специальных графиков (диаграмм), что облегчает работу. Такие диаграммы для большинства газов, используемых в инженерной практике, составлены.

Как известно, скорость истечения газа или пара можно определить по формуле (7.84)  $c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)}$ .

Удельный располагаемый теплоперепад  $h_0 = h_1 - h_2$  определяют по диаграмме, построенной в  $s$ - $h$ -координатах (рис. 7.32). Расчет истечения пара с помощью  $s$ - $h$ -диаграммы выполняют в следующем порядке:

1. Если режим истечения *докритический*  $\beta > \beta_{кр}$ , по заданным двум параметрам пара  $p_1 = idem$  и  $t_1 = idem$  или  $p_1 = idem$  и  $x_1 = idem$  определяют на диаграмме (рис. 7.32) точку 1. Из этой точки проводят вниз прямую 1-2, параллельную оси ординат (так как процесс истечения адиабатный, поэтому энтропия пара не изменяется;  $s_{1-2} = idem$ ). Точка 2 определяется точкой пересечения прямой  $s_{1-2} = idem$  с изобарой  $p_2 = p_0 = idem$ . Отрезок 1-2 графически (в некотором масштабе) определяет

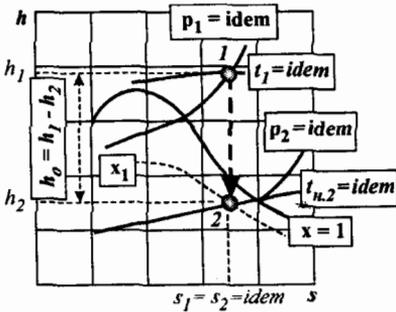


Рис. 7.32. Диаграмма истечения водяного пара

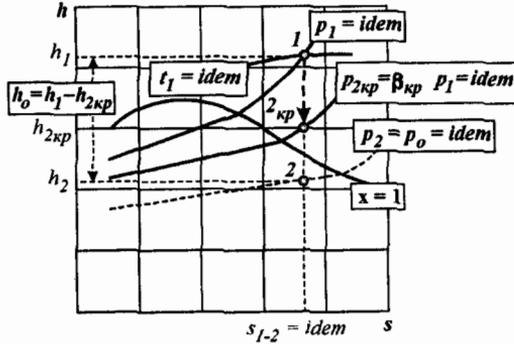


Рис. 7.33. Диаграмма истечения водяного пара

значение адиабатного перепада удельной энтальпии ( $h_0 = h_1 - h_2$ )<sub>ад</sub>. Зная величину  $h_0$ , можно определить

- удельную располагаемую работу (энергию) газового потока

$$w_{0,1-2} = (h_1 - h_2)_{ад};$$

- скорость истечения газового потока

$$c_2 = \sqrt{2h_0}; \tag{7.131}$$

- массовый расход пара (газа)

$$m = \rho_2 f_2 c_2 = \rho_2 f_2 \sqrt{2h_0}. \tag{7.132}$$

2. Если отношение давлений  $\beta < \beta_{кр}$ , то режим истечения газа (пара) через суживающийся канал (сопло) *критический*. На выходе из канала установится только критическая скорость истечения, равная местной скорости звука. В этом случае также можно пользоваться приведенными выше зависимостями, но вместо  $h_2$  в них следует подставлять величину  $h_{2кр}$ . Критическое значение удельной энтальпии находят по  $s-h$ -диаграмме (рис. 7.33), для чего проводят прямую  $s_{1-2кр} = idem$  до пересечения с изобарой  $p_2 = p_{2кр} = \beta_{кр} \cdot p_1$  (точка 2<sub>кр</sub>).

3. При истечении газа или пара через сопло Лаваля обеспечивается *полное расширение* газа от  $p_1$  до  $p_2 = p_0$ . Значения  $h_1$  и  $h_2$  определяются по  $s-h$ -диаграмме так же, как и ранее (рис. 7.32). В минимальном сечении сопла Лаваля установится критическая скорость истечения пара (газа), равная местной скорости звука ( $c_{2кр} = c_{зв}$ ). Массовый расход газа  $m$  определяют в самом узком сечении сопла  $f_{мин}$ . Максимальный массовый расход газа (пара) определяется по формуле

$$m_{max} = \frac{f_{мин} c_{2кр}}{V_{mкр}}. \tag{7.133}$$

Для нахождения  $c_{2кр}$  необходимо определить критическое давление в самом узком сечении  $f_{мин}$  сопла ( $p_{кр} = \beta_{кр} p_1$ ). Описанными выше способами на  $s-h$ -диаграмме (рис. 7.33) определяют точки 1 и 2<sub>кр</sub>, которым соответствуют величины  $h_1$  и  $h_{2кр}$ . Подставляя в выражение (7.131)

величину  $h_0 = h_1 - h_{кр}$ , определяют  $c_{2кр}$  в узком сечении сопла. Удельный объем пара  $V_{mкр}$  при соответствующем  $p_{кр}$  определяют по  $s-h$ -диаграмме. Подставляя полученные данные в выражение (7.133), определяют максимальный массовый расход пара  $m_{max}$ .

Площадь выходного сечения  $f_2$  определяется по формуле:

$$f_2 = f_{вых} = \frac{m_{max} V_{m2}}{c_2}. \quad (7.134)$$

Сверхзвуковую скорость истечения пара на выходе из сопла Лаваля  $c_2$  определяют по формуле (7.131), для чего определяют величину  $h_0 = h_1 - h_2$ . Удельная энтальпия  $h_1$  соответствует точке 1 (рис. 7.32), представляющей точку пересечения линий  $p_1 = idem$  и  $t_1 = idem$ . Удельная энтальпия  $h_2$  соответствует точке 2, построенной на пересечении линий  $s_{1-2} = idem$  и  $p_2 = p_0$ . Величину  $V_{m2}$  определяют по  $s-h$ -диаграмме как точку пересечения линий  $p_2 = p_0$  и  $V_m$ . Подставляя полученные данные в зависимость (7.134), определяют величину  $f_2$ .

Рассмотренный графический метод расчета истечения газов и паров из сопел является приближенным. Тем не менее, в большинстве случаев он дает приемлемый результат. В настоящее время графический метод расчета вытеснен из инженерной практики современными компьютерными САПР.

Как известно, в ГТД техническую работу совершает газовый поток, состоящий из смеси продуктов сгорания топлива. Для таких рабочих тел также составлены  $s-h$ -диаграммы, которые можно использовать в инженерных расчетах. Такие диаграммы приводятся в специальной литературе по теории ГТД.

### 7.4.6. Действительный процесс истечения газов и паров

Все приведенные ранее зависимости по расчету истечения газов и паров справедливы для идеализированных условий. При их использовании полагают, что процесс истечения газа (пара) происходит обратимо (без потерь энергии). Так, при истечении газа из-за наличия силы трения происходит смещение его слоев, в результате чего образуются вихревые движения. При движении потока затрачивается энергия на преодоление силы трения, поэтому реально располагаемая работа (энергия) газового потока меньше теоретически возможной. Вследствие этого действительная скорость истечения газа  $c_{2д}$  на выходе из канала будет несколько меньше теоретически возможной  $c_2$  ( $c_{2д} < c_2$ ).

В практических расчетах отклонение действительной скорости истечения газа  $c_{2д}$  от теоретически возможной  $c_2$  учитывают с помощью *коэффициента*

$$\varphi = \frac{c_{2д}}{c_2}.$$

В зависимости от профиля сопла и чистоты обработки его поверхности величина коэффициента  $\varphi$  равна 0.95...0.98.

Механическая энергия газового потока при трении о стенки канала преобразуется в тепловую форму. Эту энергию в тепловой форме можно





Рис. 7.35. Действие центробежной силы на частицу газа во вращающемся колесе компрессора

идеализируем процесс сжатия в компрессоре. Тем не менее, эта идеализация не должна влиять на общие закономерности движения потока газа и выводы.

Вращение рабочего колеса компрессора происходит из-за передачи ему энергии от окружающей среды (например, от приводного двигателя). Выделим небольшой объем газа на периферии рабочего колеса. Пусть в этом объеме сосредоточена некоторая масса воздуха  $m$ . Если колесо вращается с угловой скоростью  $\omega = idem$ , то масса газа  $m$  движется с линейной (окружной) скоростью  $u_2$ , равной

$$u_2 = \omega R, \quad (7.136)$$

где  $R$  — внешний радиус колеса.

При этом масса газа  $m$  движется с нормальным (центростремительным) ускорением  $a_n$ . Тангенциальное ускорение равно нулю, так как  $\omega = idem$ . Следовательно, на выделенную массу газа в соответствии со вторым законом механики Ньютона действует центростремительная сила  $F_{цс}$ , равная

$$F_{цс} = ma_n = m \frac{u_2^2}{R} = m \frac{\omega^2 R^2}{R} = m\omega^2 R. \quad (7.137)$$

Нормальное (центростремительное) ускорение  $a_n$  всегда направлено к центру кривизны траектории движения тела. В соответствии с выражением (7.137) центростремительная сила по направлению совпадает с направлением вектора нормального ускорения  $a_n$ , так как масса  $m$  является скалярной величиной. Так как рабочее колесо имеет форму окружности, то сила  $F_{цс}$  направлена к центру этой окружности. В соответствии с третьим законом механики Ньютона, на газ действует равная, но противоположно направленная сила  $F_{цб}$ , которую называют *центробежной* силой

$$F_{цб} = -F_{цс} = -m\omega^2 R. \quad (7.138)$$

Сила  $F_{цб}$  направлена от центра колеса. Так как колесо открыто, под действием силы  $F_{цб}$  воздух будет выходить из колеса. В этом случае на освобождающееся место будет поступать воздух из центральной части колеса — возникнет непрерывный поток воздуха. Из последнего выражения видно, что чем дальше от оси вращения находится воздух (чем больше  $R$ ), тем большая центробежная сила  $F_{цб}$  действует на него при  $m = idem$  и  $\omega = idem$ . Следует заметить, что величина  $F_{цб}$  зависит от противодавления на выходе из колеса. Чем больше противодавление на выходе из колеса, тем большая сила препятствует выходу воздуха. В этом случае требуется большая сила  $F_{цб}$  для вывода газа из колеса, что равносильно увеличению давления воздуха на выходе из колеса. Для этого можно увеличить радиус колеса  $R$  или угловую скорость  $\omega$  его вращения. Оба пути обуславливают увеличение энергетических затрат на привод колеса, но первый путь менее эффективен. Напомним, что при этом выполняется условие неразрывности газового потока  $m = idem$  (сколько воздуха входит в колесо, столько же его выходит из колеса).

Разрежем рабочее колесо компрессора условной цилиндрической поверхностью радиуса  $r$ , ось которой совпадает с осью колеса (рис. 7.35). Фрагмент такого разреза показан на рис. 7.36. Введем две системы координат:

- подвижную  $xoy$  (перемещающуюся вместе с лопаткой);
- неподвижную  $x_1oy_1$ .

Подвижная система координат  $xoy$  движется относительно неподвижной системы координат  $x_1oy_1$  со скоростью  $u_1 = \omega \cdot r$ . Скорость, с которой подвижная система координат движется относительно неподвижной, называется *переносной* скоростью. Газ подходит к рабочему колесу компрессора со скоростью  $c_1$ . Эта скорость определяется относительно неподвижной системы координат  $x_1oy_1$ , поэтому называется *абсолютной*. Следовательно, газ, попадая на вход рабочего колеса компрессора (рис. 7.36), относительно неподвижной системы координат  $x_1oy_1$  движется в двух направлениях:

- перпендикулярно к плоскости колеса с абсолютной скоростью  $c_1$ ;
- в плоскости вращения колеса с окружной (переносной) скоростью  $u_1$ .

Относительно подвижной системы координат  $xoy$  (относительно лопатки) газ будет двигаться с некоторой скоростью  $w_1$ , называемой *относительной* скоростью.

Из курса теоретической механики известно, что *абсолютная скорость тела равна геометрической сумме переносной и относительной скоростей*:

$$\bar{c}_1 = \bar{u}_1 + \bar{w}_1. \quad (7.139)$$

В соответствии с зависимостью (7.139) на рис. 7.36 показана эта векторная сумма, по внешнему виду представляющая треугольник. Этот треугольник называют *треугольником скоростей*. Так как он построен на входе в колесо, то его называют треугольником скоростей на входе.

На основании зависимости (7.139) можно определить скорость газа относительно лопатки рабочего колеса компрессора

$$\bar{w}_1 = \bar{c}_1 - \bar{u}_1. \quad (7.140)$$

Отметим, что при изучении закономерностей движения газа в компрессоре необходимо знать как абсолютную скорость потока газа  $\bar{c}_1$ , так и его относительную  $\bar{w}_1$ .

Как видно на рис. 7.36, вектор относительной скорости  $\bar{w}_1$  по отношению к плоскости вращения колеса направлен под некоторым углом  $\alpha$ . Именно на такой угол отгибают входные кромки лопаток колеса на входе (рис. 7.10). Этим обеспечивается плавный вход газа в колесо. Отогнутые по направлению вращения колеса входные кромки лопаток образуют вращающийся направляющий аппарат (ВНА), который еще называют воздушозаборником. ВНА обеспечивает безударный вход газа на лопатки колеса.

Треугольник скоростей, показанный на рис. 7.36, построен на определенном радиусе колеса компрессора. По мере удаления от оси вращения колеса треугольник скоростей изменяется. Абсолютная скорость газа на входе в ВНА не изменяется ( $\bar{c}_1 = idem$ ). В то же время, чем дальше от оси вращения колеса расположено сечение ВНА, тем больше там окружная

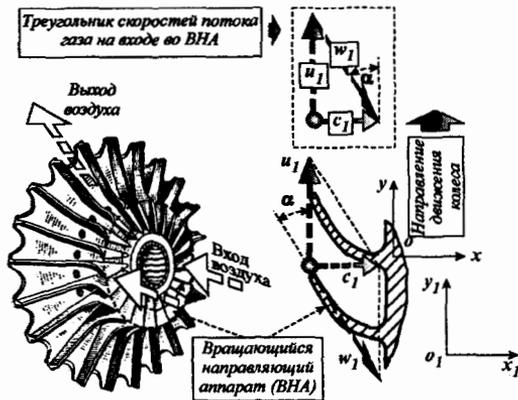


Рис. 7.36. Треугольник скоростей потока газа на входе в рабочее колесо центробежного компрессора

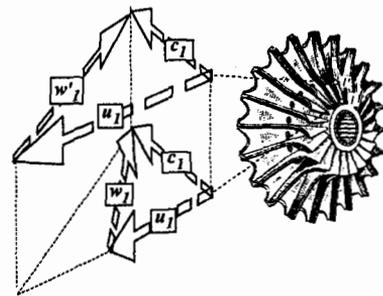


Рис. 7.37. Изменение относительной скорости газового потока по высоте лопаток ВНА

скорость газа  $\bar{u}'_1 > \bar{u}_1$ . На рис. 7.37 показаны треугольники скоростей, построенные в основании и у периферии ВНА. Чем больше переносная скорость  $\bar{u}'_1 > \bar{u}_1$ , тем больше относительная скорость  $\bar{w}'_1 > \bar{w}_1$ . Вектор скорости  $\bar{w}_1$  отклоняется, поэтому углы загиба лопаток ВНА изменяются по радиусу колеса. Загиб лопаток ВНА увеличивается от его основания к периферии. Лопатки ВНА образуют расширяющиеся в направлении движения газа каналы. Это приводит к тому, что относительная скорость  $\bar{w}_1$  потока по ходу движения уменьшается, а давление увеличивается. Плотность воздуха также увеличивается.

Если входные кромки рабочего колеса сделать перпендикулярными по отношению к плоскости колеса, то газ будет ударяться о них при входе, что приведет к разбросу частиц газа (образованию вихрей). Условия сжатия газа в компрессоре значительно ухудшаются.

Окружная скорость  $\bar{u}_1$  лопаток ВНА (особенно на периферии) может быть очень большой (460...480 м/с). При таких окружных скоростях относительная скорость газового потока  $\bar{w}_1$  на входе в ВНА может превысить местную скорость звука, что повлечет за собой появление волновых сопротивлений. Увеличение сопротивления газовому потоку на входе в колесо приведет к уменьшению давления газа и его плотности, следствием чего станет снижение массового расхода газа и падение производительности компрессора. Для избежания появления волновых сопротивлений относительная скорость  $\bar{w}_1$  на входе в ВНА не должна превышать (0.85...0.95) скорости звука.

Для уменьшения относительной скорости  $\bar{w}_1$  газового потока на входе в ВНА рабочего колеса компрессора применяют специальное устройство, называемое неподвижным направляющим аппаратом (ННА). В танковом двигателе ГТД-1250 применяется двухступенчатый центробежный компрессор. На входе в каждую ступень компрессора установлен ННА. ННА представляет собой ряд неподвижных лопаток, которые осуществляют поворот газового потока в сторону вращения колеса компрессора примерно

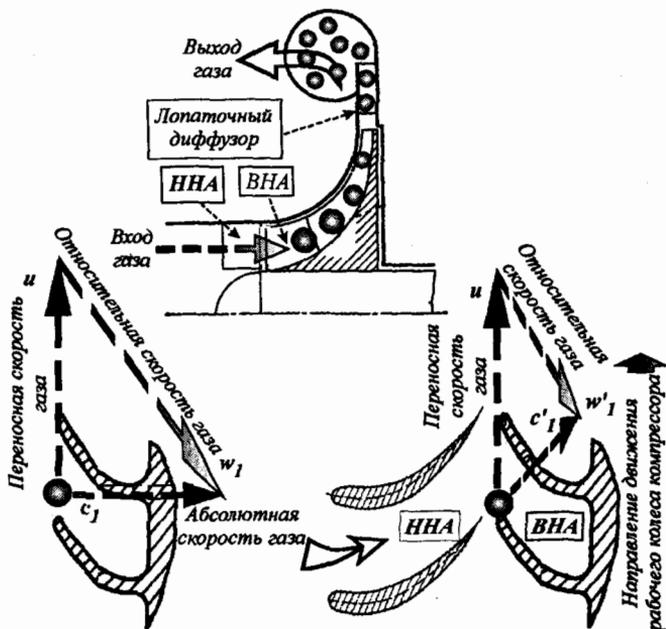


Рис. 7.38. Изменение относительной скорости газового потока на входе в рабочее колесо при установке ННА

на  $18 \dots 20^\circ$ . С внешней стороны лопатки ориентированы строго в осевом направлении, чем обеспечивается безударный вход воздуха. По ходу потока профиль лопаток ННА плавно поворачивает поток газа в сторону вращения колеса компрессора, поэтому газовый поток попадает в ВНА под некоторым углом (рис. 7.38). В связи с отклонением газового потока на входе в колесо в сторону его вращения, относительная скорость на входе в ВНА уменьшается ( $w'_1 < w_1$ ). Таким образом, предварительная закрутка газового потока на входе в рабочее колесо компрессора позволяет уменьшить относительную скорость. В этом случае несколько уменьшается сопротивление газовому потоку.

Под действием центробежной силы (рис. 7.35) газ перемещается к периферии колеса. Каналы, образованные лопатками колеса, по ходу потока несколько расширяются, что способствует некоторому повышению давления газа. Можно предположить, что скорость газа относительно лопаток колеса  $\bar{w}$  по ходу потока почти не изменяется ( $w_2 \approx w_1 = idem$ ). Так как окружная скорость  $\bar{u}_2$  газа на выходе значительно больше окружной скорости на входе  $\bar{u}_1$ , абсолютная скорость газа на выходе из колеса (рис. 7.39) больше, чем на входе в него ( $\bar{c}_2 > \bar{c}_1$ ). Относительная скорость газа на выходе из колеса  $\bar{w}_2$  направлена не по радиусу, как это можно было бы ожидать при радиальном расположении лопаток, а под некоторым углом (рис. 7.39).

Такое отклонение обусловлено действием силы инерции на газовый поток. Воздух стремится сохранить первоначальное состояние, когда он двигался на входе в осевом направлении и не вращался. На набегающей

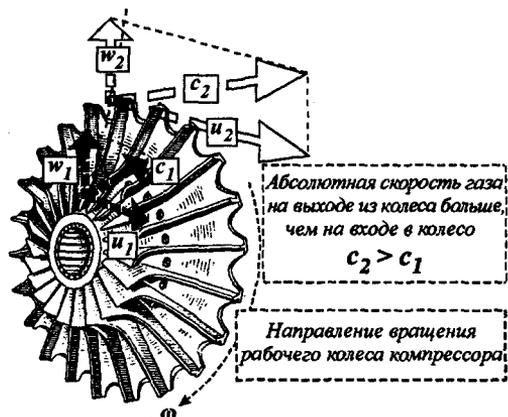


Рис. 7.39. Изменение абсолютной скорости газового потока в рабочем колесе компрессора

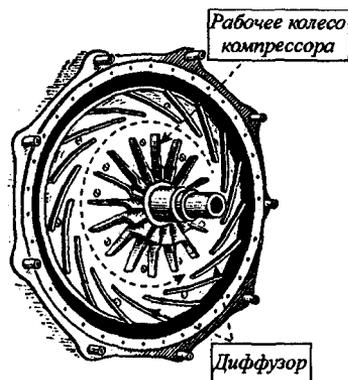


Рис. 7.40. Конструкция лопаточного диффузора центробежного компрессора

стороне лопатки создается повышенное давление, а на противоположной — пониженное давление. Вызванное перепадом давления поперечное смещение частиц газа приводит к отклонению вектора относительной скорости  $\vec{w}_2$  на некоторый угол против направления вращения колеса. Геометрическим суммированием векторов скоростей  $\vec{u}_2$  и  $\vec{w}_2$  определяют абсолютную скорость  $\vec{c}_2$  потока газа на выходе из колеса (рис. 7.39).

Таким образом, абсолютная скорость потока газа на выходе из колеса больше абсолютной скорости потока на входе в колесо ( $c_2 > c_1$ ). Увеличение давления и скорости потока газа в колесе компрессора достигается за счет подвода энергии к колесу в механической форме извне (путем совершения технической работы  $W_{\text{тех}}$ ). Это означает, что в колесе компрессора происходит увеличение как потенциальной, так и кинетической энергии газового потока. Основное назначение компрессора — увеличение давления газового потока (увеличение потенциальной энергии). Чем больше давление газа, тем больше его плотность и тем больше массовая подача компрессора. Следовательно, не вся энергия, подводимая к рабочему колесу компрессора в механической форме, преобразуется в потенциальную энергию давления газа.

В компрессорах стремятся преобразовать кинетическую энергию газового потока в потенциальную энергию давления. С этой целью на выходе из колеса компрессора устанавливают специальное устройство, называемое *диффузором* (рис. 7.40).

Повышение давления газа в диффузоре осуществляется в результате торможения газового потока (уменьшения его абсолютной скорости течения). Показанный на рис. 7.40 лопаточный диффузор представляет собой ряд лопаток, установленных на равном расстоянии друг от друга по окружности. Эти лопатки образуют каналы, расширяющиеся в направлении движения газового потока. В результате торможения потока происходит преобразование кинетической энергии в потенциальную (энергию упругой деформации газа).

Ранее отмечалось, что дозвуковой поток можно затормозить, применив расширяющийся канал. В суживающемся канале дозвуковой поток ( $M < 1$ ) только разгоняется (в пределе — до местной скорости звука). Если газовый поток на выходе из колеса компрессора имеет сверхзвуковую скорость, то в расширяющемся канале его уже нельзя затормозить. Для торможения сверхзвукового потока ( $M > 1$ ) применяют канал в виде сопла Лавала. В этом случае сверхзвуковой поток газа направляется в суживающийся канал, где он тормозится до скорости, равной местной скорости звука. За суживающимся каналом расположен расширяющийся канал, в котором происходит его дальнейшее торможение.

Для торможения газового потока можно применять следующие конструктивные формы каналов диффузоров:

- если требуется затормозить сверхзвуковой газовый поток до скорости, не ниже местной скорости звука, достаточно применить суживающийся канал;
- если требуется затормозить сверхзвуковой газовый поток до скорости, ниже местной скорости звука, необходимо применить комбинированный профиль канала: сначала — суживающийся, затем — расширяющийся;
- для торможения дозвукового потока достаточно применить расширяющийся канал.

На практике компрессоры проектируют так, чтобы скорость газового потока на выходе из его колеса не превышала местную скорость звука ( $c_2 < c_{зв}$ ).

Если процесс течения газа в диффузоре рассматривать как обратимый (идеализация), то рассмотренные ранее применительно к соплам методология и расчетные уравнения справедливы и для диффузоров.

Так как в диффузоре техническая работа не выполняется (энергия в механической форме к потоку не подводится и не отводится от него), выражение (7.49) можно представить в виде

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} = W_0, \quad [z_1 = z_2; \quad W_{\text{тех}} = 0], \quad (7.141)$$

где  $c_1$  — скорость газового потока на входе в диффузор;  $c_2$  — скорость газового потока на выходе из диффузора;  $W_0$  — располагаемая энергия (работа газового потока).

Так как в диффузоре скорость потока газа уменьшается ( $c_2 < c_1$ ), то на основании выражения (7.82) можно заключить, что энтальпия газа увеличивается ( $H_2 > H_1$ ). Подставляя выражение (7.54') в выражение (7.141), получим:

$$\begin{aligned} \frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} &= \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]; \\ \frac{(c_2^2 - c_1^2)}{2} &= \frac{k}{k-1} \frac{p_1 V_1}{m} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]; \\ \frac{(c_2^2 - c_1^2)}{2} &= \frac{k}{k-1} p_1 V_{m1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \end{aligned} \quad (7.142)$$

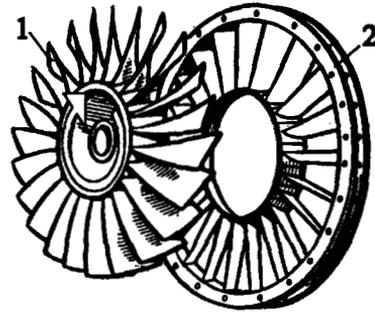
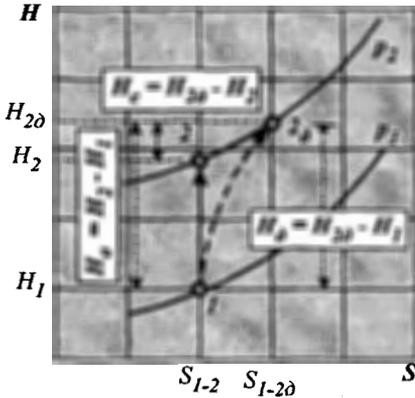


Рис. 7.41. Диаграмма истечения газа через диффузор

Рис. 7.42. Устройство осевого компрессора

Из выражения (7.142) определим скорость газового потока на выходе из диффузора

$$c_2^2 = c_1^2 + \frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right];$$

$$c_2 = \sqrt{c_1^2 + \frac{2k}{k-1} p_1 V_{m1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (7.143)$$

Площади входного и выходного сечений диффузора определяют по формулам:

$$f_1 = \frac{m_{\max} V_{m1}}{c_1}; \quad f_2 = \frac{m_{\max} V_{m2}}{c_2}.$$

Обратимый (без учета трения) адиабатный процесс течения газа в диффузоре показан на  $S-H$ -диаграмме (рис. 7.41) изоэнтропой 1-2.

Разность энтальпий  $H_0 = H_1 - H_2$  представляет собой располагаемую работу (энергию) газового потока  $W_0$ . Реальный процесс течения газа в диффузоре сопровождается потерями энергии на трение, вследствие чего для увеличения давления от  $p_1$  до  $p_2$  требуется большая затрата энергии. Необратимая адиабата изображена кривой 1-2<sub>д</sub>, отклоняющейся вправо от изоэнтропы 1-2. Теоретически на сжатие газа в диффузоре за счет торможения потока газа требуется затратить энергию в количестве  $W_0 = H_0 = H_1 - H_2$ , а в действительности  $-W_d = H_d = H_1 - H_{2д}$ . На рис. 7.41 видно, что действительная затрата энергии на сжатие газа в диффузоре больше теоретической на величину  $H_c$ .

Исследования показали, что при прочих равных условиях потери энергии в диффузорах больше, чем в соплах. Вследствие этого КПД диффузора, определяемый соотношением

$$\eta_d = \frac{W_0}{W_d} = \frac{W_0}{W_0 + H_c} = \frac{H_1 - H_2}{H_1 - H_{2д}},$$

меньше КПД сопла  $\eta_c$ , работающего в том же диапазоне давлений и имеющего такую же форму канала, что и диффузор. Если максимальный

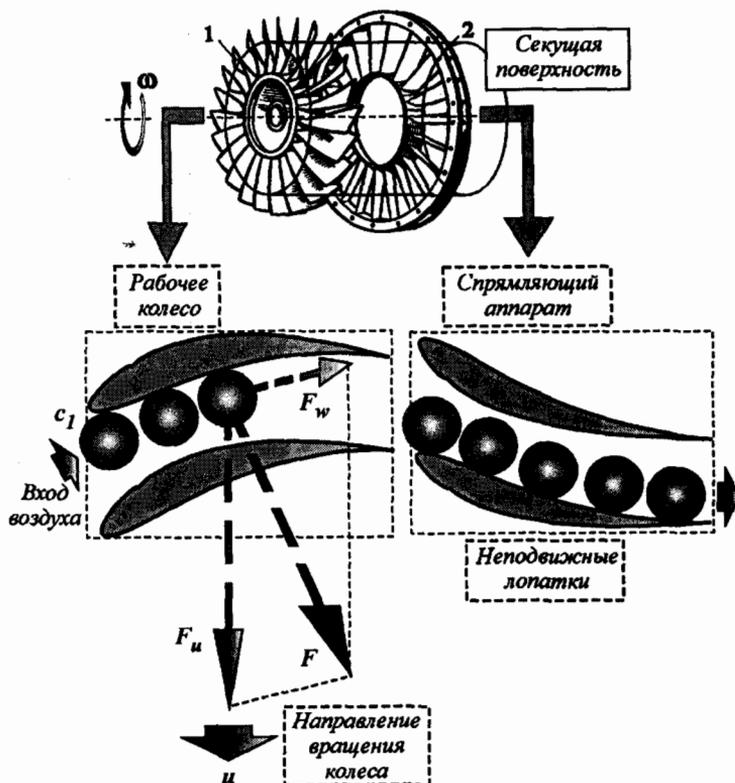


Рис. 7.43. Схема силового взаимодействия рабочего колеса компрессора с частицей газового потока

КПД сопла равен  $\eta_c = 0.96$ , то у диффузоров он редко достигает значения  $\eta_d = 0.9$ . Применяемые в настоящее время в компрессорах конструкции диффузоров чаще всего имеют КПД, равный  $\eta_d = 0.7 \dots 0.8$ .

Рассмотрим процесс сжатия газа в осевом компрессоре, изображенном на рис. 7.42. Осевой компрессор состоит из вращающейся части (ротора 1) и неподвижной части (статора 2). Ротор 1, как правило, содержит несколько рядов лопаток специального профиля. В этом случае после каждого ряда лопаток ротора устанавливается ряд лопаток статора. Лопатки статора образуют спрямляющий аппарат. Сочетание колеса 1 и установленного за ним спрямляющего аппарата 2 носит название *ступени осевого компрессора*. Число ступеней осевого компрессора может изменяться от 5 до 17.

Разрежем ступень компрессора цилиндрической поверхностью (рис. 7.43), ось которой совпадает с осью компрессора. Развернув разрез на плоскость, получим решетку профилей. Решетка профилей 1 вращается с некоторой угловой скоростью  $\omega$ . Частица газа, попав в межлопаточный канал колеса 1 на некотором радиусе  $R$ , начинает двигаться вместе лопаткой колеса с окружной скоростью  $u$ . Следовательно, скорость газа в окружном направлении увеличивается от  $u = 0$  (до колеса) до  $u_{\max}$ . Таким образом, частица газа, попав в межлопаточный канал,

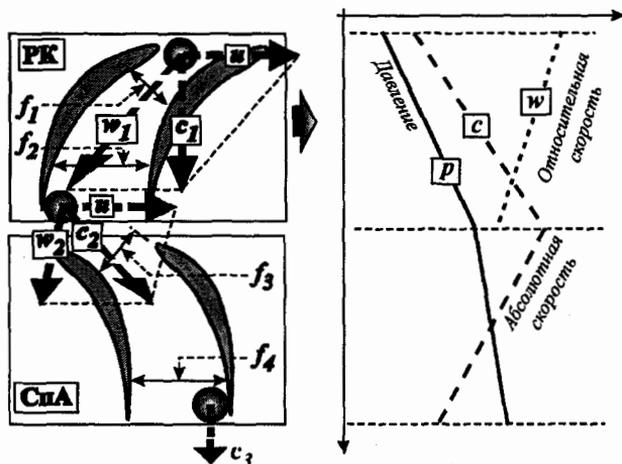


Рис. 7.44. Изменение параметров газового потока в ступени осевого компрессора

ускоряется. Движение частицы с ускорением возможно только под действием приложенной силы (второй закон механики Ньютона). Со стороны лопатки к частице газа приложена сила  $F$ , которую разложим на две составляющие  $F_u$  и  $F_w$ . Под действием силы  $F_u$  частица газа будет перемещаться в окружном направлении, а под действием силы  $F_w$  — вдоль профиля лопатки к выходу. Под действием возникающего разрежения газ будет непрерывно поступать в колесо 1 с некоторой абсолютной скоростью  $c_1$ . Это упрощенная схема взаимодействия колеса компрессора с газом. Реально под действием центробежных сил частицы газа перемещаются также и к периферии колеса 1.

Построим треугольники скоростей газа на входе и выходе из рабочего колеса (РК) компрессора (рис. 7.44). Газ на вход РК поступает с абсолютной скоростью  $c_1$  и одновременно движется с переносной (окружной) скоростью  $u$ . Скорость газа  $w_1$  относительно лопаток РК равна геометрической разности абсолютной  $c_1$  и переносной  $u$  скоростей. Межлопаточные каналы РК спрофилированы так, что их площадь поперечного сечения по ходу потока увеличивается ( $f_2 > f_1$ ), т. е. эти каналы работают как диффузоры. В них поток газа тормозится (уменьшается относительная скорость), а давление — увеличивается. При этом абсолютная скорость газа  $c_2$  на выходе из РК увеличивается ( $c_2 > c_1$ ) за счет подвода энергии к колесу извне (выполняется техническая работа над колесом). На рис. 7.44 видно, что вектор абсолютной скорости на выходе из РК отклонился в сторону вращения колеса. Это позволяет заключить, что в РК газ получил закрутку.

На выходе из РК газ сразу же поступает в спрямляющий аппарат (СПА). Основное предназначение СПА — придание потоку газа нужного направления движения для входа в последующую ступень сжатия. Каналы СПА также имеют форму диффузора ( $f_4 > f_3$ ), поэтому в СПА абсолютная скорость газа уменьшается ( $c_3 < c_2$ ). Кинетическая энергия газа в СПА уменьшается, так как уменьшается его скорость, а потенциальная энер-

гия — увеличивается (увеличивается давление). При этом следует заметить, что абсолютная скорость газа  $c_3$  на выходе из СпА почти равна абсолютной скорости  $c_1$  на входе в РК. Отсюда можно сделать вывод, что совершаемая над РК техническая работа  $W_{\text{тех}}$  (передаваемая газу энергия в механической форме) почти полностью расходуется на сжатие газа в компрессоре.

### 7.4.8. Рабочий процесс турбинной ступени

В турбинной ступени происходит преобразование потенциальной энергии открытой термодинамической системы (газа) в кинетическую энергию потока, а последней — в механическую энергию вращательного движения колеса. Совокупность соплового аппарата (неподвижный элемент) и расположенного за ним рабочего колеса (подвижный элемент) называется ступенью газовой турбины (рис. 7.45).

Сопловой аппарат имеет сопловые лопатки 2, расположенные в виде круговой решетки. Рабочее колесо состоит из диска 3, посаженного на вал 1 турбины, рабочих лопаток 4, прикрепленных к диску. Для выяснения формы каналов, образованных стоящими рядом сопловыми и рабочими лопатками, мысленно рассечем ступень на произвольном радиусе цилиндрической поверхностью, ось которой совпадает с осью вращения ротора, а затем развернем на плоскости (рис. 7.46). Межлопаточные каналы образуют сопла соответствующего профиля. В соплах происходит ускорение газового потока в результате падения его давления. Таким образом, сопловой аппарат служит для ускорения газового потока и направления его под определенным углом на лопатки рабочего колеса.

Газ на входе в сопловой аппарат движется со скоростью  $c_0$ . По ходу движения в сопловом аппарате его давление непрерывно уменьшается, а скорость увеличивается. Это обусловлено тем, что площадь канала на входе в сопловой аппарат  $f_1$  больше площади канала  $f_2$  на выходе ( $f_2 < f_1$ ). Абсолютная скорость газового потока (определяется относительно неподвижной системы координат) на входе в сопловой аппарат равна  $c_0$ , а на выходе —  $c_1$ . Учитывая, что рабочее колесо расположено непосредственно за сопловым аппаратом, можно считать, что газовый поток входит в рабочее колесо с такой же абсолютной скоростью  $c_1$ .

Далее, двигаясь по вогнутому профилю лопатки турбины, газ прикладывает к ней усилие. Возникновение этого усилия обусловлено криволинейным профилем траектории движения газового потока.

Введем две системы координат (рис. 7.47). Первую систему координат  $XOY$  свяжем с сопловой решеткой профилей. Вторую систему координат  $X_1O_1Y_1$  свяжем с решеткой профилей лопаток турбины. Следовательно, система координат  $XOY$  будет неподвижной (сопловой аппарат не вращается), а  $X_1O_1Y_1$  — подвижной (рабочее колесо турбины вращается).

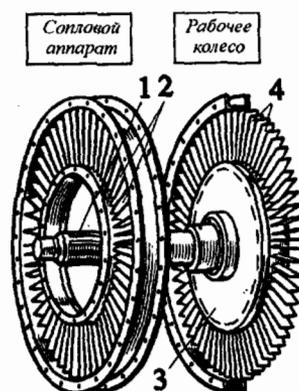


Рис. 7.45. Устройство ступени осевой турбины

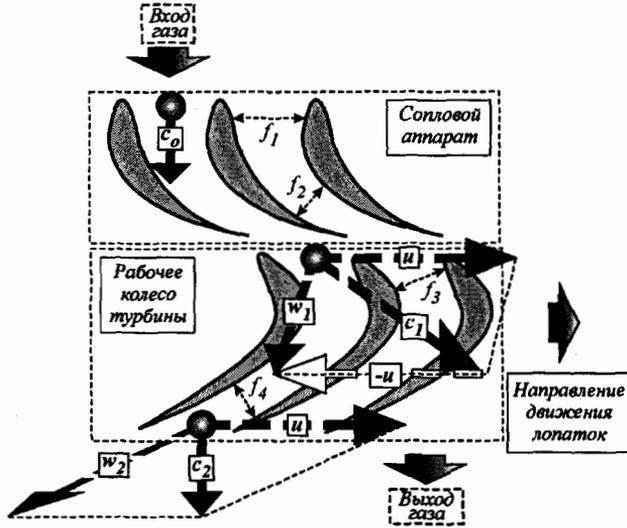


Рис. 7.46. Схема течения газа в турбинной степени

При движении газа по криволинейному профилю лопатки он постоянно изменяет направление движения (изменяется направление вектора скорости). Так как площадь сечения  $f_0$  межлопаточного канала соплового аппарата на входе больше площади  $f$  этого же канала на выходе, то при движении в нем скорость газового потока увеличивается от  $c_0$  (на входе) до  $c_1$  (на выходе). Таким образом, в сопловом аппарате потенциальная энергия газа уменьшается (уменьшается его давление), а кинетическая энергия — увеличивается (увеличивается его скорость). Это означает, что в сопловом аппарате происходит расширение газа.

Мы привыкли визуально наблюдать расширение газа в цилиндре с подвижным поршнем. Наблюдать аналогичным образом расширение газа в сопловом аппарате невозможно, так как система в этом случае открыта, и невозможно визуально установить ее границы.

Здесь необходимо знать, что чем меньше внешнее давление действует на газ, тем больший объем он занимает. По ходу потока в сопловом аппарате давление газа уменьшается, а объем — увеличивается, поэтому увеличивается и скорость истечения. При этом следует помнить, что и при нагревании газ стремится увеличить свое давление или объем (в зависимости от условий нагревания). При нагревании газа, находящегося в условиях открытой системы, увеличивается его объем, что способствует увеличению скорости его истечения.

Относительно неподвижной системы координат  $XOY$  газ выходит из соплового аппарата с абсолютной скоростью  $c_1$ . Так как сразу же за сопловым аппаратом расположено рабочее колесо турбины, то можно считать, что с этой же абсолютной скоростью  $c_1$  газ поступает на ее рабочие лопатки. Каждая частица газа имеет некоторую массу.

Пусть рабочее колесо турбины не вращается (застопорено). В этом случае система координат  $X_1O_1Y_1$  также будет неподвижна. Это означает, что

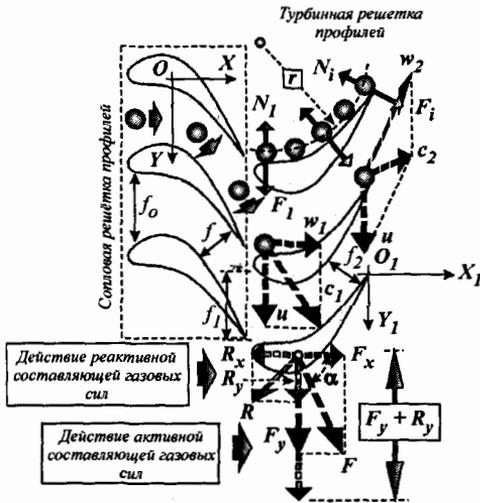


Рис. 7.47. Действие газовых сил на лопатку рабочего колеса турбины

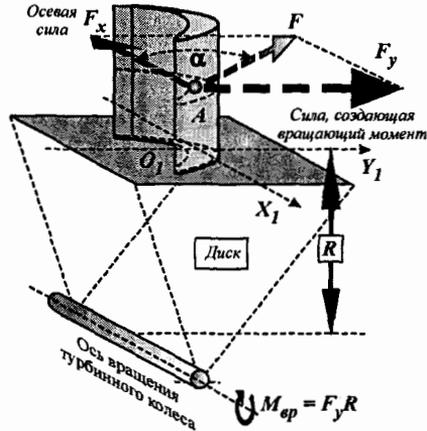


Рис. 7.48. Схема создания потоком газа вращающего момента турбины

частицы газа будут двигаться относительно лопатки с той же абсолютной скоростью  $c_1$  (в обеих системах координат она одна и та же, поскольку они неподвижны). Тем не менее, направление вектора скорости  $c_1$  будет постоянно изменяться. Для того чтобы изменить направление движения частиц газа, к ним необходимо приложить некоторое усилие  $N$ , которое по ходу потока может изменяться от  $N_1$  до  $N_i$  (это зависит от профиля лопатки). Следовательно, лопатки к частицам газа прикладывают усилия  $N$ , направленные по нормали к поверхности. В соответствии с третьим законом Ньютона со стороны частиц газа к профилю лопатки прикладываются равные усилия  $F_1 = N_1$  ( $F_i = N_i$ ), но в противоположном направлении. Если просуммировать все усилия  $\sum F_i$ , приложенные к профилю лопатки со стороны потока газа, получим некоторую результирующую силу  $F$ , действующую под некоторым углом относительно оси  $O_1Y_1$ . Эта результирующая сила  $F$  будет приложена к профилю лопатки в некоторой точке  $A$  (рис. 7.48).

Разложим силу  $F$  (рис. 7.47, 7.48) на две составляющие — силу  $F_x$ , параллельную оси  $O_1X_1$ , и силу  $F_y$ , параллельную оси  $O_1Y_1$ . Сила  $F_y$  стремится вращать лопатку вместе с рабочим колесом вокруг оси вращения, создавая некоторый момент  $M_{вр}$ , равный

$$M_{вр} = F_y R, \tag{7.144}$$

где  $R$  — расстояние от точки приложения силы  $F_y$  до оси вращения (рис. 7.48).

Сила  $F_x$  действует в направлении оси  $O_1X_1$ . Она стремится только сместить турбину, нагружая при этом ее опоры (подшипники) в осевом направлении.

Если просуммировать все моменты  $M_{вр}$ , приложенные к каждой лопатке турбины, получим результирующий крутящий момент на валу турбины

$$M_{кр} = \sum_{i=1}^z M_{вр} = F_y R z, \quad (7.145)$$

где  $z$  — количество лопаток в рабочем колесе турбины.

Так как  $R = idem$  и  $z = idem$ , величина крутящего момента  $M_{кр}$  на валу турбины определяется только величиной силы  $F_y$ .

Выясним, от чего зависит величина силы  $F_y$ . Эта сила зависит от величины суммарной силы  $\sum F_i$  (рис. 7.47), но каждая сила  $F_i$  зависит от величины силы  $N_i$ . Лопатка, прикладывая к частицам газа силу  $N_i$ , заставляет их двигаться по ее криволинейному профилю. Для простоты рассуждений положим, что радиус кривизны  $r$  лопатки рабочего колеса турбины не изменяется  $r = idem$ . Такой подход не приведет к искажению выводов на качественном уровне.

Если рабочее колесо турбины неподвижно, то газ относительно лопатки движется с относительной скоростью  $w_1$ , равной абсолютной скорости  $c_1$  ( $w_1 = c_1$ ). Так как направление вектора скорости  $w_1$  изменяется, то это означает, что на частицы газа действует центростремительная сила, равная

$$N_i = m_i a_n = m_i \frac{w_i^2}{r}, \quad (7.146)$$

где  $m_i$  — масса  $i$ -ой частицы газа;  $a_n$  — нормальное (центростремительное) ускорение частицы;  $w_i$  — скорость  $i$ -ой частицы газа относительно лопатки рабочего колеса;  $r$  — радиус кривизны профиля лопатки.

Так как  $m = idem$ ,  $r = idem$ , из зависимости (7.146) следует, что величина центростремительной силы  $N_i$  зависит только от скорости потока  $w_i$  относительно лопатки. С другой стороны, чем большую силу  $N_i$  прикладывает лопатка к частицам газа, тем большую силу  $F_i$  они прикладывают к лопатке ( $F_i = N_i$ ). Сила  $F_i$  возникает как реакция на действие силы  $N_i$ . Если  $N_i = 0$ , то и  $F_i = 0$ . Сила  $F_i$  направлена от центра кривизны лопатки, а поэтому ее называли центробежной силой<sup>1</sup>. Выражение (7.146) можно записать в виде

$$F_i = -m_i a_n = -m_i \frac{w_i^2}{r}. \quad (7.147)$$

Знак «минус» в выражении (7.147) указывает на то, что центробежная сила  $F_i$  направлена противоположно относительно центростремительной силы  $N_i$ .

Суммарная центробежная сила равна

$$F = \sum F_i = \frac{1}{r} \cdot \sum_{i=1}^n m_i w_i^2, \quad (7.148)$$

где  $n$  — общее количество частиц газа, движущихся по криволинейному профилю лопатки.

<sup>1</sup> Напомним, что в природе нет никаких разновидностей сил. Сила характеризует некоторое взаимодействие тел, смысл которого однозначен. Деление сил на некоторые виды лишь научная абстракция, призванная систематизировать изучение явлений природы.

В выражении (7.148) знак «минус» опущен, так как направление действия силы  $F$  нами определено.

На рис. 7.47, 7.48 видно, что

$$\left. \begin{aligned} F_x &= F \cos \alpha \\ F_y &= F \sin \alpha \end{aligned} \right\}. \quad (7.149)$$

Подставляя выражение (7.148) в систему равенств (7.149), получим:

$$\left. \begin{aligned} F_x &= \frac{1}{r} \cdot \left( \sum_{i=1}^n m_i w_i^2 \right) \cos \alpha \\ F_y &= \frac{1}{r} \cdot \left( \sum_{i=1}^n m_i w_i^2 \right) \sin \alpha \end{aligned} \right\}. \quad (7.150)$$

Объединяя выражения (7.145) и (7.150), получим следующее выражение для определения момента на валу турбины:

$$M_{кр} = Rz \frac{1}{r} \left( \sum_{i=1}^n m_i w_i^2 \right) \sin \alpha. \quad (7.151)$$

Выражение (7.151) показывает, что крутящий момент на валу турбины в общем случае зависит от радиуса  $R$  окружности, проходящей через точки приложения равнодействующих сил  $F$ , числа лопаток  $z$ , радиуса  $r$  их кривизны, относительной скорости  $w_i$  частиц газа относительно лопаток и угла  $\alpha$  действия равнодействующей  $F$ . Если выбрать равные условия сравнения  $R = idem$ ,  $z = idem$ ,  $r = idem$ ,  $\alpha = idem$ , то величина крутящего момента  $M_{кр}$  будет зависеть только от скорости газового потока  $w$  относительно лопатки [ $M_{кр} = f(w)$ ]. Чем больше скорость  $w$  газового потока относительно лопатки, тем больший крутящий момент создается им на валу колеса турбины.

Следует заметить, что крутящий момент  $M_{кр}$  на валу турбины зависит от нагрузки, т. е. от момента сопротивления вращению турбины  $M_{сопр}$ . Если выполняется условие  $M_{кр} = M_{сопр}$ , то турбина будет вращаться, если она до этого вращалась (что следует из первого закона механики Ньютона). Так как нами рассматривается случай, когда турбина не вращается при движении по ее лопаткам газового потока, то максимальное значение возникающего на валу турбины крутящего момента  $M_{кр}$  меньше максимального значения момента сопротивления  $M_{сопр}$  ( $M_{кр} < M_{сопр}$ ). Но если крутящий момент на валу турбины  $M_{кр}$  превысит момент сопротивления  $M_{сопр}$  на этом же валу хотя бы на бесконечно малую величину ( $M_{кр} - M_{сопр} \rightarrow +0$ ), то турбина начнет вращаться.

Если турбина вращается, то вместе с ней будет вращаться подвижная система координат  $X_1 O_1 Y_1$  (рис. 7.47). Любая точка лопатки будет двигаться с окружной скоростью  $u_i$ , равной

$$u_i = \omega R_i, \quad (7.152)$$

где  $\omega$  — угловая скорость рабочего колеса турбины;  $R_i$  — расстояние от оси вращения колеса до рассматриваемой точки.

При вращении лопаток колеса газ будет перемещаться в двух направлениях:

- в осевом направлении от входа в колесо до выхода из него;
- в окружном направлении (вращаться вместе с лопатками).

Движение газа можно рассматривать относительно двух систем координат:

- неподвижной  $XOY$ ;
- подвижной  $X_1O_1Y_1$ .

Движение газа относительно неподвижной системы координат является абсолютным, а относительно подвижной системы координат — относительным. Движение газа вместе с подвижной системой координат называется переносным движением.

Газ входит в рабочее колесо с абсолютной скоростью  $c_1$  (рассматриваем относительно неподвижной системы координат). В окружном направлении газ вместе с лопаткой и подвижной системой координат  $X_1O_1Y_1$  движется с переносной скоростью  $u$  (рассматриваем на некотором радиусе  $R$ ). Относительно лопаток, т. е. относительно подвижной системы координат  $X_1O_1Y_1$ , газ движется с некоторой относительной скоростью  $w_1$ . Из курса теоретической механики известно, что абсолютная скорость тела  $\bar{c}$  равна геометрической сумме векторов переносной  $\bar{u}$  и относительной  $\bar{w}$  скоростей

$$\bar{c} = \bar{u} + \bar{w}. \quad (7.153)$$

Скорость газа  $\bar{c}_1$  (рис. 7.47) на входе в межлопаточный канал можно определить по условию истечения из соплового аппарата, используя рассмотренные выше уравнения газовой динамики. Переносную скорость газового потока определяют по уравнению (7.152). Скорость газового потока относительно лопатки определяют из выражения (7.153)

$$\bar{w}_1 = \bar{c}_1 - \bar{u}. \quad (7.154)$$

Геометрически выражение (7.154) означает, что из вектора абсолютной скорости  $\bar{c}_1$  необходимо вычесть вектор переносной скорости  $\bar{u}$  (рис. 7.47).

На основании выражения (7.154) можно сделать ряд выводов:

- при неизменной скорости рабочего колеса турбины  $u = idem$  увеличение скорости истечения  $c_1$  газа из соплового аппарата приводит к увеличению скорости  $w_1$  его движения относительно лопаток рабочего колеса. Это приведет к увеличению крутящего момента  $M_{кр}$  на валу турбины, определяемого соотношением (7.151). Скорость  $c_1$  истечения газа из соплового аппарата можно увеличить путем увеличения его давления на входе в сопловой аппарат (если режим истечения докритический) или применять сопловой аппарат специального профиля (если режим истечения закритический).
- если нагрузка (момент сопротивления) на турбину увеличивается, то скорость ее вращения уменьшается. В этом случае уменьшается окружная скорость  $u$  рабочего колеса. При неизменной скорости  $c_1 = idem$  это приведет к увеличению скорости  $w_1$  движения газа относительно лопаток рабочего колеса, определяемой выражением (7.154). При увеличении относительной скорости  $w_1$  увеличивается крутящий момент

на валу турбины, определяемый выражением (7.151). В таких условиях турбина как бы сама «приспосабливается» к изменению внешней нагрузки. Такое поведение турбины подталкивает конструкторов к применению турбин в наземных транспортных средствах, работающих в условиях переменных нагрузок.

Треугольник, построенный на векторах  $\bar{c}_1$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{w}_1$  (рис. 7.47), называется *треугольником скоростей* газа на входе в межлопаточный канал.

Если расстояние между лопатками рабочего колеса по ходу газового потока не изменяется ( $f_2 = f_1$ ), газ будет двигаться относительно лопаток с той же относительной скоростью  $\bar{w}_2 = \bar{w}_1$ . В этом случае, определив на основании выражения (7.154) относительную скорость  $\bar{w}_1$  газового потока на входе в межлопаточный канал, мы определим также относительную скорость  $\bar{w}_2$  газового потока на выходе. Изменяется только направление вектора скорости  $\bar{w}$ . На основании выражения (7.153) определим абсолютную скорость газового потока на выходе из межлопаточного канала

$$\bar{c}_2 = \bar{u} + \bar{w}_2 = \bar{u} + \bar{w}_1, \quad (\bar{w}_2 = \bar{w}_1). \quad (7.155)$$

Треугольник, построенный на векторах  $\bar{c}_2$ ,  $\bar{u}$ ,  $\bar{w}_2$  (рис. 7.47), называется *треугольником скоростей* газового потока на выходе из межлопаточного канала рабочего колеса.

Турбина, в которой значение (но не направление вектора) относительной скорости газового потока не изменяется ( $\bar{w}_2 = \bar{w}_1$ ), называется *активной*. В такой турбине газовый поток разгоняется только в сопловом аппарате.

Из выражения (7.153) видно, что при неизменной окружной скорости турбины ( $\bar{u} = idem$ ) скорость газа  $\bar{w}$  относительно лопаток тем больше, чем больше абсолютная скорость  $\bar{c}$  газового потока на входе. Чем больше относительная скорость  $\bar{w}$ , тем больше крутящий момент на валу турбины, определяемый соотношением (7.151), а поэтому в активных турбинах газ полностью расширяют в сопловом аппарате с целью получения максимального значения абсолютной скорости  $\bar{c}$  на входе в рабочее колесо.

Напомним, что кинетическая энергия газового потока (как и любого другого тела) пропорциональна массе и квадрату его абсолютной скорости. На рис. 7.47 видно, что абсолютная скорость газового потока на выходе из рабочего колеса меньше, чем на входе в него ( $\bar{c}_2 < \bar{c}_1$ ). Это означает, что часть своей кинетической энергии газовый поток отдал рабочему колесу.

В активных турбинах давление газа на выходе из соплового аппарата практически равно давлению окружающей среды  $p_0$ . Это означает, что в межлопаточных каналах рабочего колеса давление газа не понижается, так как оно уже достигло минимально возможного значения на выходе из соплового аппарата. Активную турбину легко определить визуально — расстояние между лопатками рабочего колеса по ходу газового потока не изменяется, т. е.  $f_2 = f_1 = idem$  (рис. 7.47).

Как правило, у большинства газовых и паровых турбин расстояние (площадь сечения) между лопатками рабочего колеса по ходу газового потока уменьшается ( $f_2 < f_1$ ). В таких турбинах газ продолжает разгоняться в межлопаточных каналах рабочего колеса. В этом случае относительная скорость газа  $\bar{w}_2$  на выходе из колеса больше относительной скорости

$\bar{w}_1$  на входе. Это означает, что газ в сопловом аппарате расширяется не полностью (его давление на выходе из соплового аппарата больше атмосферного). Он продолжает расширяться в межлопаточных каналах рабочего колеса, где его давление по ходу потока понижается и на выходе из рабочего колеса равно атмосферному давлению.

Следует заметить, сколько газа входит на лопатки рабочего колеса, столько же его выходит (условие неразрывности газового потока). В таких турбинах, как и в активных, также возникает центробежная (активная) сила  $F$ . Ее возникновение рассмотрено выше. Но в них еще дополнительно возникает и реактивная сила  $R$ . Это обусловлено тем, что межлопаточный канал выполняет роль подвижного сопла (рис. 7.47), в котором поток газа разгоняется ( $\bar{w}_2 > \bar{w}_1$ ). Импульс газового потока на входе в рабочее колесо равен  $p_1 = m w_1$ , а на выходе из него —  $p_2 = m w_2$ . Так как  $w_2 > w_1$ , импульс потока газа изменился. Из курса теоретической механики известно, что изменение импульса тела равно

$$\Delta(mV) = P \Delta t, \quad (7.156)$$

где  $m$  — масса тела;  $V$  — скорость тела;  $P$  — сила, приложенная к телу;  $\Delta t$  — время, в течение которого происходит изменение импульса тела.

Величину  $P \cdot \Delta t$  называют *импульсом силы*.

Применительно к рассматриваемому рабочему колесу турбины выражение (7.156) можно записать в виде

$$\frac{m(w_2 - w_1)}{\Delta t} = \frac{m}{\Delta t} (w_2 - w_1) = m_c (w_2 - w_1) = P, \quad (7.157)$$

где  $m_c$  — секундный расход газа, кг/с;  $w_2$  — относительная скорость газа на выходе из рабочего колеса турбины, м/с;  $w_1$  — относительная скорость газа на входе в рабочее колесо турбины, м/с;  $P$  — сила, приложенная к потоку газа со стороны межлопаточного канала рабочего колеса, Н.

Внешняя сила  $P$  (на рис. 7.47 она не показана) приложена к газовому потоку со стороны компрессора и разгоняет его (заставляет газовый поток двигаться с ускорением). Следовательно, чтобы газовый поток разогнался в рабочем колесе турбины (уже после соплового аппарата), давление на входе в колесо должно быть больше атмосферного. Газовый поток проталкивается через ступень турбины специальным агрегатом (компрессором), увеличивающий давление потока газа перед ней. В этом случае межлопаточный канал можно представить как некоторую камеру (движущуюся), из которой выбрасывается струя газа. В соответствии с третьим законом механики Ньютона (два тела взаимодействуют с силами, равными по величине, но противоположными по направлению) возникает другая сила, результирующая которой равна  $R$  (рис. 7.47). Эта сила действует со стороны газа на межлопаточный канал, но в противоположном направлении по отношению к направлению действия силы  $P$ . Силу  $P$  можно назвать активной силой, так как она разгоняет газовый поток (действует на него активно). Сила  $R$  появляется в ответ на действие силы  $P$ , т. е. является реакцией на ее действие. Силу  $R$  называют *реактивной силой*. Благодаря именно реактивной силе перемещаются самолеты (не только реактивные), ракеты. В сопле реактивного самолета поток газа ускоряется. Со стороны

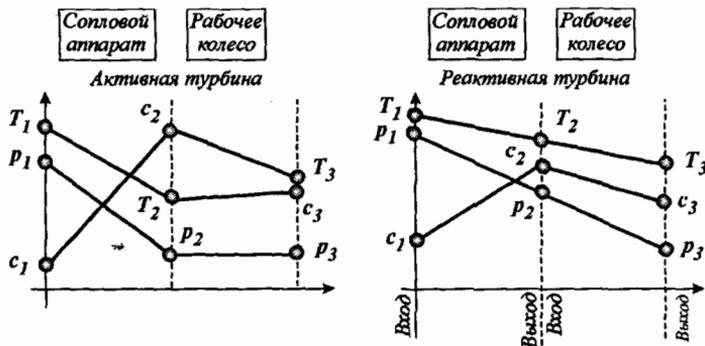


Рис. 7.49. Изменение параметров газового потока в турбинной ступени

сопла к потоку газа прикладывается сила, разгоняющая его. В ответ на действие этой активной силы возникает реактивная сила, приложенная со стороны потока газа к соплу, но в противоположном направлении. Аналогичные явления возникают в сопле ракеты.

В винтовой авиации этот эффект возникает в другом месте. Винт, установленный на двигателе, прикладывает силу к воздуху, отбрасывая его назад. Скорость воздуха увеличивается. Со стороны воздуха к винту прикладывается реактивная сила (она направлена по полету), которая заставляет самолет двигаться.

Разложим силу  $R$  (рис. 7.47) на две составляющие —  $R_x$  и  $R_y$ . Сила  $R_x$  относительно направления действия силы  $F_x$  направлена в противоположную сторону. Сила, действующая в направлении оси рабочего колеса турбины, уменьшается, так как силы  $F_x$  и  $R_x$  направлены в противоположные стороны (они вычитаются). Силы  $F_y$  и  $R_y$  действуют в одном направлении (в плоскости вращения рабочего колеса турбины). Эти силы складываются  $\sum P = F_y + R_y$ . В этом случае выражение (7.145) можно записать в виде

$$M_{кр} = (F_y + R_y)Rz, \quad (7.158)$$

где  $R$  — расстояние от оси вращения турбины до точки приложения суммарной силы  $F_y + R_y$ .

Сравнивая выражения (7.145) и (7.158), видим, что при прочих равных условиях возникновение реактивной силы увеличивает крутящий момент на валу рабочего колеса турбины.

Такие турбины называют *реактивными*, хотя правильнее их можно было бы назвать *активно-реактивными*, так как они не полностью реактивные. Полностью реактивную турбину представляет собой эолипил Герона Александрийского.

На рис. 7.49 показан характер изменения параметров газового потока в турбинной ступени активного и реактивного типа.

В турбинной ступени активного типа давление газа уменьшается от  $p_1$  до атмосферного  $p_0$  уже в сопловом аппарате ( $p_2 = p_0$ ). Абсолютная скорость потока газа увеличивается в сопловом аппарате от  $c_1$  (на входе в сопловый аппарат) до  $c_2$  (на выходе из соплового аппарата). В дальнейшем с этой же абсолютной скоростью  $c_2$  газ поступает в рабочее колесо, в

котором происходит уменьшение скорости до  $c_3$  (выход из рабочего колеса). Кинетическая энергия потока газа на выходе из рабочего колеса меньше, чем на входе в колесо. Следовательно, часть кинетической энергии, которой обладал поток газа, была отдана рабочему колесу. Таким образом, в турбинной ступени активного типа газ расширяется только в сопловом аппарате (его давление уменьшается до атмосферного).

В турбинной ступени реактивного типа давление газа уменьшается как в сопловом аппарате (от  $p_1$  на входе до  $p_2$  на выходе), так и в рабочем колесе (от  $p_2$  на входе до  $p_3 = p_0$  на выходе). Следовательно, газ в турбинной ступени расширяется последовательно в два этапа: сначала в сопловом аппарате, затем — в рабочем колесе. При расширении газа в межлопаточных каналах рабочего колеса возникает дополнительная реактивная сила, увеличивающая крутящий момент на валу турбины.

Идеализируем течение газа в турбинной ступени. Пусть газ течет без обмена энергией в тепловой форме со стенками лопаток, диска, корпуса, и при этом отсутствует трение между потоком газа и этими стенками, т. е. течение газа адиабатическое. Такая идеализация не влияет на качественную сторону проводимого далее анализа работы турбины. Если в компрессорах энергия в механической форме затрачивается на перемещение потока газа, то в турбинах, наоборот, энергия отводится в механической форме.

Поток газа, находящийся в условиях открытой термодинамической системы, обладает запасом энергии в механической форме (располагаемая работа газового потока), равным согласно выражению (7.54')

$$W_0 = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right], \quad (7.159)$$

где  $k$  — показатель адиабаты газа;  $p_1, V_1$  — давление и объем газа на входе в турбинную ступень (рис. 7.49);  $p_3$  — давление газа на выходе из турбинной ступени.

В турбинной ступени активного типа газ полностью расширяется в сопловом аппарате. В этом случае располагаемая работа газового потока равна

$$W_0 = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right] = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]. \quad (7.160)$$

Сравнивая выражения (7.160) и (7.159), видим, что в турбинной ступени активного типа газовый поток, проходящий только через сопловой аппарат, располагает тем же запасом энергии в механической форме, которым он мог бы обладать во всей ступени, так как  $p_2 = p_3$  (рис. 7.49).

В турбинной ступени реактивного типа газ расширяется в сопловом аппарате не полностью (рис. 7.49). В этом случае газ, находящийся в сопловом аппарате, обладает запасом энергии в механической форме

$$W_{CA} = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]. \quad (7.161)$$

Поток газа, находящийся в условиях рабочего колеса, обладает запасом энергии в механической форме

$$W_{PK} = \frac{k}{k-1} p_2 V_2 \left[ 1 - \left( \frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right], \quad (7.162)$$

где  $p_2$ ,  $V_2$  — давление и объем газа на входе в рабочее колесо турбины (рис. 7.49);  $p_3$  — давление на выходе из рабочего колеса турбины.

Разделим выражение (7.162) на выражение (7.161):

$$\rho = \frac{W_{PK}}{W_0} = \frac{p_2 V_2 \left[ 1 - \left( \frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}{p_1 V_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (7.163)$$

Величину  $\rho$  называют *степенью реактивности турбины*.

В турбинной ступени активного типа давление газа на входе в рабочее колесо равно давлению газа на выходе из него ( $p_2 = p_3$ ; рис. 7.49). Следовательно, степень реактивности активной турбины, определяемая выражением (7.163), равна нулю ( $\rho = 0$ ).

В турбинной ступени реактивного типа давление газа на входе в рабочее колесо больше давления газа на выходе из рабочего колеса ( $p_2 > p_3$ ; рис. 7.49). Степень реактивности такой турбины, определяемая выражением (7.163), не равна нулю ( $\rho > 0$ ).

Если турбина только полностью реактивного типа, в ней газ не расширяется в сопловом аппарате. В сопловом аппарате газ только поворачивается для плавного (безударного) входа на рабочие лопатки колеса. Для такой турбины давление газа на входе в сопловой аппарат равно давлению на входе в рабочее колесо турбины ( $p_2 = p_1$ ). Остальные параметры состояния (температура и объем) также одинаковы ( $T_2 = T_1$ ;  $V_2 = V_1$ ). Для такой турбины выражение (7.163) можно записать в виде

$$\rho = \frac{W_{PK}}{W_0} = \frac{p_1 V_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}{p_1 V_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = 1.$$

То есть, степень реактивности полностью реактивной турбины равна единице.

В реальных конструкциях турбин степень реактивности изменяется вдоль профиля лопаток от корневого сечения до периферийного. У корневого сечения степень реактивности меньше (почти равна нулю), чем у периферии лопаток. На среднем радиусе профиля лопаток степень реактивности примерно равна  $\rho_{cp} = 0.25 \dots 0.5$ .

Причиной такого изменения является следующий факт. На входе в сопловой аппарат газ движется строго в осевом направлении (перпендикулярно к плоскости соплового аппарата). Параметры газа по высоте одинаковы. В сопловом аппарате он изменяет не только скорость движения, но и направление. Абсолютная скорость газа  $\vec{c}$  на выходе из соплового аппарата (рис. 7.50) уже имеет окружную составляющую (закрутку)  $\vec{c}_u$ .

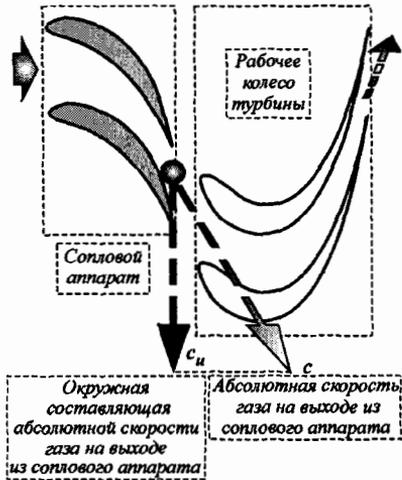


Рис. 7.50. Закрутка газового потока в сопловом аппарате турбинной ступени

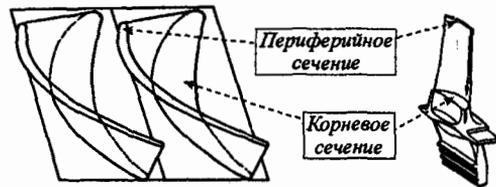


Рис. 7.51. Пространственная форма каналов между рабочими лопатками турбины

При наличии этой составляющей газ в зазоре между сопловым аппаратом и рабочим колесом вращается. При вращении возникает центробежная сила, которая с увеличением радиуса увеличивается. Хотя газ движется в осевом направлении, под действием возникающей центробежной силы частицы газа в зазоре перемещаются к периферии соплового аппарата. Сила давления газа в зазоре от основания зазора к его периферии возрастает. Эта сила препятствует истечению газа из соплового аппарата. Чем ближе к периферии лопаток соплового аппарата, тем меньше скорость истечения газа из него.

Для обеспечения радиального равновесия газа в осевом зазоре проходные сечения соплового аппарата в радиальном направлении увеличивают. Это необходимо для того, чтобы при меньшей скорости пропустить большее количество газа.

Чтобы избежать потерь энергии, стремятся не допустить закрутки газа за рабочим колесом турбины. Давление газа за рабочими лопатками обеспечивают постоянным вдоль радиуса, а так как давление газа перед рабочими лопатками увеличивается в радиальном направлении, то степень сужения каналов между рабочими лопатками увеличивают в этом же направлении (рис. 7.51).

На форму рабочих лопаток оказывает влияние также их окружная скорость, возрастающая в направлении от основания к периферии. По совокупности влияния рассмотренных факторов на треугольники скоростей, которые изменяются вдоль радиуса колеса, приходится часто рабочие лопатки выполнять закрученными. По причине большой закрутки рабочих лопаток во всех турбинах ближе к периферии лопаток возникает реактивная сила, поэтому в технике «чисто активных» турбин нет.

Турбину называют активной, если ее степень реактивности равна нулю на среднем радиусе лопатки.

### 7.4.9. Неустойчивая работа компрессора

При рассмотрении принципа работы компрессора динамического сжатия предполагалось, что он работает на расчетном режиме. Этот режим характеризуется некоторым постоянным расходом воздуха и неизменной частотой вращения ротора ( $m_c = idem, n = idem$ ). Поэтому скорость газа на входе не изменялась. Для этого расчетного режима специально профилируются лопатки ВНА центробежного компрессора. Профилирование лопаток заключается в том, чтобы обеспечить газу плавный вход на них под некоторым оптимальным углом (рис. 7.52). Таким образом, при работе компрессора на расчетном режиме отсутствуют условия для возникновения вихревых потоков газа. Он плавно входит на лопатки и поворачивается в радиальном направлении.

При эксплуатации ГТД условия работы компрессора могут изменяться. Если гидравлическое сопротивление на входе в компрессор уменьшается, то увеличивается массовый расход газа через него. В этом случае абсолютная скорость потока газа  $c_1$  на входе в компрессор увеличивается (рис. 7.53) при неизменной частоте вращения рабочего колеса ( $u = idem$ ). Увеличение скорости газового потока на входе в центробежный компрессор приводит к отклонению вектора относительной скорости  $w_1$ . Отклонение на угол  $\alpha$  (рис. 7.53) вектора относительной скорости  $w_1$  от оптимального направления  $\alpha_{opt}$  на передние кромки компрессора приводит к тому, что частицы газа при входе будут ударяться о «спинку» лопатки и на ее вогнутой стороне («корытце») будут возникать срывы потока и вихри. Эти срывы приводят к уменьшению массовой подачи компрессора и снижению его КПД. Тем не менее, вихри, образующиеся при таком режиме работы компрессора, не могут распространиться по всему колесу, так как прижимаются набегающим потоком к лопаткам. Давление на вогнутой стороне лопатки всегда больше, чем на выпуклой стороне.

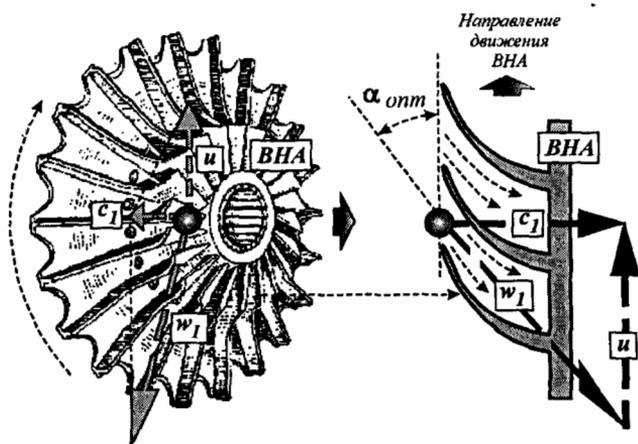


Рис. 7.52. Схема оптимального входа газа на лопатки ВНА рабочего колеса компрессора

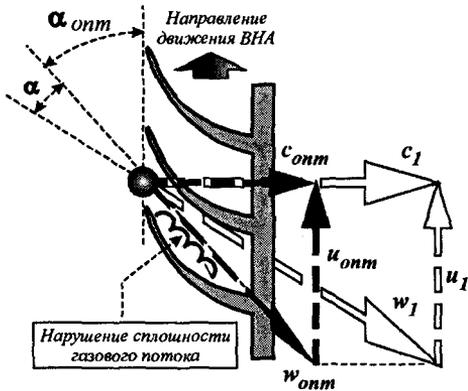


Рис. 7.53. Схема обтекания лопаток ВНА центробежного компрессора при увеличении расхода газа

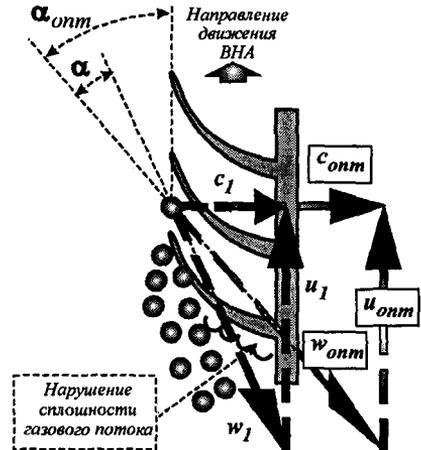


Рис. 7.54. Схема обтекания лопаток ВНА центробежного компрессора при уменьшении расхода газа

При возрастании гидравлического сопротивления газу на входе в рабочее колесо компрессора или на выходе из проточной части ГТД массовый расход  $m_c$  газа уменьшается. В этом случае абсолютная скорость газа  $c_1$  на входе в компрессор также уменьшается (рис. 7.54). Вектор относительной скорости  $w_1$  отклоняется на угол  $\alpha$  от оптимального направления на расчетном режиме. Газовый поток входит на рабочее колесо с ударом о вогнутую часть профиля лопатки («корытце»). Угол входа потока газа на лопатки становится больше оптимального, при этом уменьшается относительная скорость  $w_1$  газового потока на входе в колесо. Отклонение направления вектора относительной скорости  $w_1$  вызывает срыв потока газа с выпуклой стороны лопатки («спинки»). Образующиеся вихри в этом случае уже не прижимаются набегающим потоком к лопаткам и имеют возможность распространиться по всему колесу и сплошь заполнить межлопаточные каналы. В результате этого нарушается сплошность потока газа (поток периодически разрывается).

Такое явление может возникать в центробежном компрессоре двигателя ГТД-1250, установленного в танке Т-80У. При эксплуатации машины в районах с большим количеством лессовой пыли она может попадать в проточную часть двигателя и отлагаться на лопатках компрессора. Гидравлическое сопротивление компрессора увеличивается (уменьшается проходное сечение межлопаточных каналов). Массовый расход газа через него уменьшается. Уменьшается также абсолютная скорость газа  $c_1$  (рис. 7.54) на входе в него. КПД компрессора резко уменьшается, так как уменьшается массовая подача воздуха, вследствие чего мощность ГТД уменьшается. Для удаления пыли с лопаток компрессора и устранения отмеченного выше явления в конструкции двигателя предусмотрена специальная система сдува пыли. Пыль может отлагаться и на сопловом аппарате турбины компрессора первой ступени. Это также приводит к возрастанию сопротивления газоздушного тракта двигателя. Для удаления пыли в конструкцию

двигателя введена специальная система вибрационной очистки соплового аппарата.

Аналогичные явления могут возникать и в осевом компрессоре. При его работе на расчетном режиме газ (воздух) входит на рабочее колесо в направлении, параллельном передним кромкам лопаток (рис. 7.55, а). Газ плавно (без ударов) входит на лопатки компрессора. При уменьшении гидравлического сопротивления на выходе из компрессора массовый расход газа через него увеличивается (рис. 7.55, б). Следовательно, увеличивается абсолютная скорость газа  $c_1$  на входе в компрессор. При неизменной частоте вращения колеса ( $u = idem$ ) увеличение абсолютной скорости  $c_1$  газового потока на входе в колесо приводит к увеличению относительной скорости  $w_1$ . При этом изменяется угол входа потока газа в колесо. Поток газа ударяется о «спинку» лопатки, в «корытце» возникают срыв потока и вихри. Благодаря тому, что у «корытца» давление газа больше, чем у спинки (из-за набегания потока), образующиеся вихри не могут распространиться по всему колесу. При увеличении гидравлического сопротивления за компрессором уменьшается массовый расход газа через него. Абсолютная скорость газа  $c_1$  на входе в него уменьшается (рис. 7.55, в). При неизменной частоте вращения колеса ( $u = idem$ ) это приводит к уменьшению относительной скорости  $w_1$  газового потока на входе. Газ поступает в колесо, ударяясь о «корытце» лопатки. У «спинки» лопатки возникают срыв потока и вихри. Эти вихри не прижимаются набегавшим потоком газа (воздуха), поэтому имеют возможность распространиться по всему рабочему колесу компрессора.

Образование срывов потока приводит к закупорке компрессора, что вызывает падение давления газа на выходе из него. Это обусловлено тем, что газ после компрессора продолжает двигаться по инерции. В некоторый момент давление на выходе из компрессора становится меньшим, чем перед турбиной. Вследствие этого начинается обратный поток газа от турбины к компрессору. В первый момент такое перетекание повышает давление газа (воздуха) в компрессоре и уменьшает вихреобразование, но затем газ снова

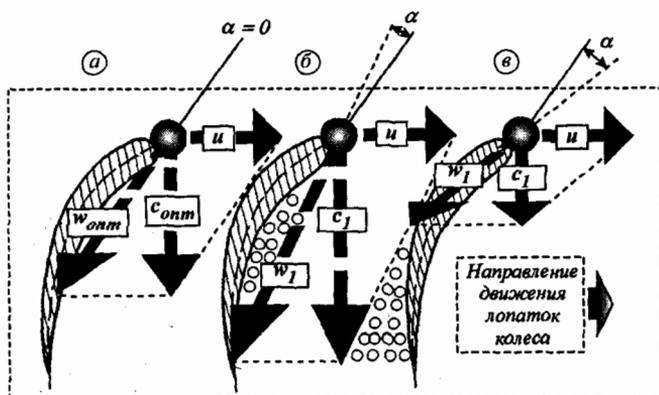


Рис. 7.55. Схема обтекания лопаток колеса осевого компрессора на различных режимах работы

направляется из компрессора в проточную часть двигателя к турбине. Снова в компрессоре возникают срывы потока, и картина повторяется. Такая неустойчивая работа компрессора, сопровождающаяся колебаниями потока воздуха, называется *помпажем*.

Помпаж может привести к разрушению ГТД. Особенно опасно это явление в авиационных ГТД. При помпаже количество воздуха, поступающего в камеру сгорания ГТД, резко уменьшается, а подача топлива остается неизменной. Смесь воздуха с топливом становится слишком обогащенной, в результате чего скорость сгорания топлива уменьшается, а фронт пламени вытягивается и приближается к турбине. Из-за высокой температуры газа турбина может выйти из строя. Лопатки при высокой температуре могут вытягиваться под действием центробежных сил и задевать за корпус двигателя.

Для устранения помпажа в авиационных ГТД применяют специальные антипомпажные устройства.

Для определения оптимальных и допустимых режимов работы компрессора его испытывают на специальном стенде. В ходе экспериментального исследования получают специальные характеристики, позволяющие определить область рациональных режимов работы компрессора.

Графики, показывающие изменение степени повышения давления  $\pi_k$  и КПД  $\eta_k$  компрессора при изменении частоты вращения  $n$  и массового расхода  $m_c$ , называют *характеристиками* компрессора. В эксплуатационных условиях частота вращения рабочего колеса компрессора изменяется при переходе двигателя с одного режима работы на другой. Это приводит к изменению массового расхода газа  $m_c$ . Расход газа  $m_c$  через компрессор зависит также от сопротивления газового тракта за компрессором.

Характеристики компрессора получают экспериментально в процессе его испытания на специальном стенде. Рабочее колесо приводят во вращение электродвигателем, а сопротивление газового тракта имитируют с помощью дроссельной заслонки, расположенной в газовом канале за компрессором. Изменением мощности электродвигателя и положением дроссельной заслонки определяют режимы работы компрессора с различными частотами вращения и расходами воздуха. Типовые характеристики осевого компрессора показаны на рис. 7.56. Рассмотрим одну из приведенных на этом графике, так называемых, *напорных* кривых. Эти кривые выражают зависимость степени повышения давления газа  $\pi_k$  от его массового расхода  $m_c$  при каком-либо фиксированном значении частоты вращения (например, при  $n = 100\%$ ) и неизменных значениях давления  $p_1$  и температуры  $T_1$  газа на входе в компрессор. В этих условиях массовый расход воздуха через компрессор будет определяться только сопротивлением газового тракта, т. е. положением дроссельной заслонки.

Пусть при некотором среднем положении дроссельной заслонки режим работы компрессора соответствует точке  $P$  на напорной характеристике (рис. 7.56). Если заслонку прикрывать, то давление  $p_2$  за компрессором будет увеличиваться, а массовый расход газа  $m_c$  — уменьшаться. В этом случае также будет увеличиваться степень повышения давления  $\pi_k = p_2/p_1$ . Режим работы компрессора сместится в точку  $R$ . Дальнейшее прикрытие дроссельной заслонки приведет к дальнейшему увеличению давления  $p_2$  и

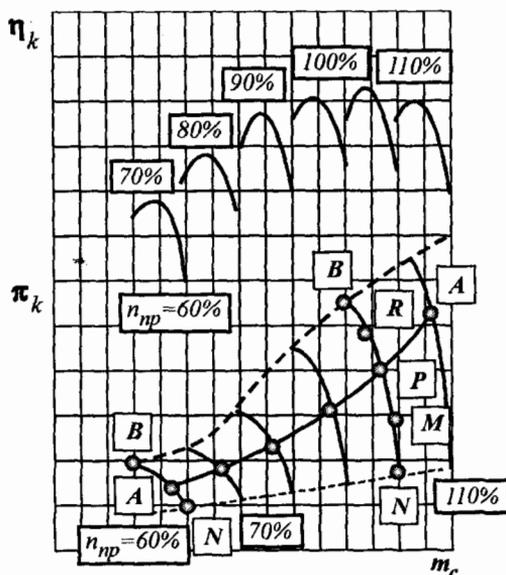


Рис. 7.56. Характеристики многоступенчатого осевого компрессора

уменьшению массового расхода газа  $m_c$ . Режим работы компрессора еще больше сместится и достигнет точки  $B$ , в которой начинается его неустойчивая работа (*помпаж*). Если открывать заслонку, то массовый расход газа будет увеличиваться. Давление газа  $p_2$  за компрессором и степень повышения давления  $\pi_k$  будут уменьшаться. Режим работы компрессора перейдет в точку  $M$ . При дальнейшем открытии дроссельной заслонки массовый расход практически не увеличивается, а степень повышения давления  $\pi_k$  продолжает падать. Режим работы компрессора сместится в точку  $N$ . В точке  $N$  степень повышения давления достигает некоторого минимального значения ( $\pi_k = idem$ ) и дальнейшее открытие дроссельной заслонки уже не вызывает изменение  $\pi_k$ . Это обусловлено тем, что при открытии дроссельной заслонки массовый расход увеличивается, поэтому увеличивается скорость газа относительно лопаток последней ступени компрессора. Когда скорость газа достигнет критического значения, равного местной скорости звука, произойдет заклинивание компрессора, так как давление за ним уже не понижается при открытии дроссельной заслонки.

Аналогично получают напорные кривые и при других значениях частоты вращения. С увеличением частоты вращения напорные кривые смещаются на большие значения  $\pi_k$  и  $m_c$ , при этом становятся более крутыми. Линия  $B - B$ , соединяющая точки, при достижении которых начинается помпаж компрессора, называется границей устойчивых режимов работы, а линия  $N - N$ , соединяющая точки, при достижении которых начинается заклинивание компрессора, называется границей заклинивания компрессора по выходу. Линия  $A - A$ , соединяющая точки, в которых при каждой частоте вращения колеса достигается максимальная величина КПД ( $\eta_k$ ), называется линией оптимальных режимов работы компрессора.

Характеристики компрессора зависят от давления  $p_1$  и температуры  $T_1$  газа на входе. При увеличении высоты над уровнем моря давление воздуха  $p_1$  уменьшается, поэтому уменьшается его массовый расход  $m_c$ . При изменении только давления  $p_1$  на входе в компрессор величины  $\pi_k$  и  $\eta_k$  не изменяются. При уменьшении температуры воздуха  $T_1$  на входе в компрессор массовый расход газа (воздуха) увеличивается, так как увеличивается его плотность. Величина  $\pi_k$  возрастает, так как при постоянной частоте вращения колеса компрессора более холодный воздух можно сжать до более высокого давления.

## 7.5. ПАРАМЕТРЫ ЗАТОРМОЖЕННОГО ПОТОКА ГАЗА

При движении скорость газового потока может изменяться, а в некоторых случаях полностью тормозиться. В диффузорах скорость газового потока уменьшается, а давление — увеличивается. Таким образом, при изменении скорости потока параметры состояния газа также изменяются. Так, если скорость потока уменьшается, то уменьшается также его кинетическая энергия. Если энергия от потока не отводится в любой форме, то при уменьшении одной формы энергии должна увеличиваться другая форма энергии. При уменьшении кинетической энергии потока газа может увеличиваться его потенциальная энергия (увеличивается давление) и внутренняя энергия (увеличивается температура). Эти выводы базируются на первом законе термодинамики, выражающем всеобщий характер закона сохранения энергии.

Объединяя выражения (7.108) и (7.109), получим

$$\frac{m(c_2^2 - c_1^2)}{2} = H_1 - H_2. \quad (7.164)$$

После преобразований выражение (7.164) можно представить в виде

$$\frac{mc_1^2}{2} + H_1 = \frac{mc_2^2}{2} + H_2. \quad (7.165)$$

Выражение (7.165) справедливо в том случае, когда газовый поток и окружающая среда не обмениваются энергией в любой форме ( $Q = 0$ ;  $W_{\text{тех}} = 0$ ). Это выражение показывает, что полная энергия потока газа в любом сечении не изменяется:

$$\frac{mc_1^2}{2} + H_1 = \frac{mc_2^2}{2} + H_2 = \text{idem}. \quad (7.166)$$

В случае полной остановки газового потока ( $c_2 = 0$ )

$$\frac{mc_1^2}{2} + H_1 = H_2. \quad (7.167)$$

Энтальпия полностью заторможенного потока достигает максимального значения ( $H_2 = H_{\text{max}} = H^*$ ). Энтальпию  $H^*$  полностью заторможенного потока называют полной энтальпией.

Выражение (7.167) представим в виде

$$\frac{mc_1^2}{2} + H_1 = H^*. \quad (7.168)$$

Определим изменение энтальпии газа в результате его полного торможения

$$\frac{mc_1^2}{2} = H^* - H_1. \quad (7.169)$$

Изменение энтальпии в конечном процессе равно<sup>1</sup>:

$$H^* - H_1 = mc_p(T^* - T_1), \quad (7.170)$$

где  $c_p$  — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении;  $T^*$  — температура заторможенного потока.

Объединяя выражения (7.169) и (7.170), получим

$$\frac{mc_1^2}{2} = mc_p(T^* - T_1),$$

или

$$\frac{c_1^2}{2} = c_p(T^* - T_1). \quad (7.171)$$

Из выражения (7.171) определим температуру заторможенного потока

$$T^* = T_1 + \frac{c_1^2}{2c_p}. \quad (7.172)$$

Из уравнения Майера ( $c_p - c_v = R_0$ ) определим удельную теплоемкость газа при постоянном давлении. Для этого его запишем в виде

$$c_v \left( \frac{c_p}{c_v} - 1 \right) = R_0.$$

Учитывая, что  $c_p/c_v = k$  и  $c_v = c_p/k$ , последнее выражение запишем в виде

$$\frac{c_p}{k} (k - 1) = R_0.$$

Удельная теплоемкость газа равна

$$c_p = \frac{kR_0}{k - 1}. \quad (7.173)$$

Подставляя выражение (7.173) в выражение (7.172), получим

$$T^* = T_1 + \frac{k - 1}{2} \cdot \frac{c_1^2}{kR_0}. \quad (7.174)$$

Зависимость (7.174) запишем следующим образом (опустив индексы):

$$\frac{T^*}{T} = 1 + \frac{k - 1}{2} \cdot \frac{c^2}{kR_0T}. \quad (7.175)$$

Учитывая зависимость (7.123), выражение (7.175) представим в виде

$$\frac{T^*}{T} = 1 + \frac{k - 1}{2} \cdot \frac{c^2}{c_{зв}^2}. \quad (7.176)$$

<sup>1</sup> См. главу 4.

Так как  $c/c_{зв} = M$  (число Маха), зависимость (7.176) примет вид

$$\frac{T^*}{T} = 1 + \frac{k-1}{2} M^2. \quad (7.177)$$

Для воздуха ( $k = 1.4$ )

$$\frac{T^*}{T} = 1 + \frac{1.4-1}{2} M^2 = 1 + 0.2M^2.$$

Выражение (7.177) показывает, что с увеличением скорости потока газа (увеличением числа Маха  $M$ ) полная температура газа интенсивно увеличивается. Так, например, при числе  $M = 3.0$  и статической температуре воздуха  $T = 288 \text{ К}$  ( $15^\circ\text{С}$ ) температура заторможенного потока будет равна  $T^* \approx 780 \text{ К}$ . На высоте 20 км при температуре окружающей среды  $T = 216 \text{ К}$  ( $-57^\circ\text{С}$ ) температура заторможенного потока равна  $T^* \approx 580 \text{ К}$ . По этой причине движущиеся с большой скоростью в атмосфере сверхзвуковые самолеты и особенно космические аппараты сильно нагреваются. Движение аппарата в покоем воздухе равносильно набеганию воздуха на покоящийся летательный аппарат с той же скоростью. У передних стенок летательного аппарата воздух как бы тормозится.

При адиабатном торможении потока давление и плотность газа также возрастают. Давление адиабатно заторможенного потока (полное давление) является *наибольшим возможным давлением* при уменьшении скорости до нуля.

Полное давление адиабатно заторможенного потока определим на основании уравнения адиабаты:

$$\begin{aligned} pV^k &= p^*V^{*k} = \text{idem}; \\ \frac{p^*}{p} &= \left(\frac{V}{V^*}\right)^k. \end{aligned} \quad (7.178)$$

На основании уравнения состояния идеального газа запишем систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} pV &= mR_0T \\ p^*V^* &= mR_0T^* \end{aligned} \right\}.$$

Разделим первое уравнение на второе:

$$\frac{pV}{p^*V^*} = \frac{T}{T^*}; \quad \frac{V}{V^*} = \frac{p^*T}{pT^*}.$$

Подставив последнее выражение в соотношение (7.178), получим

$$\frac{p^*}{p} = \left(\frac{p^*T}{pT^*}\right)^k = \left(\frac{p^*}{p}\right)^k \left(\frac{T}{T^*}\right)^k. \quad (7.179)$$

Преобразуем выражение (7.179):

$$\begin{aligned} \left(\frac{T^*}{T}\right)^k &= \frac{(p^*/p)^k}{p^*/p}; & \left(\frac{T^*}{T}\right)^k &= \left(\frac{p^*}{p}\right)^{k-1}; \\ \frac{p^*}{p} &= \sqrt[k-1]{\left(\frac{T^*}{T}\right)^k} = \left(\frac{T^*}{T}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \end{aligned} \quad (7.180)$$

Подставляя выражение (7.177) в выражение (7.180), получим

$$\frac{p^*}{p} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (7.181)$$

Для воздуха

$$\frac{p^*}{p} = (1 + 0.2M^2)^{3.5}.$$

Эта формула показывает, что с увеличением скорости течения воздуха (с увеличением числа  $M$ ) полное давление интенсивно возрастает.

Объединяя выражения (7.178) и (7.181), получим

$$\left(\frac{V}{V^*}\right)^k = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (7.182)$$

Из уравнения  $m = \rho V$  определим объем движущегося и полностью заторможенного потока газа:

$$V = \frac{m}{\rho}; \quad V^* = \frac{m}{\rho^*}.$$

С учетом последних зависимостей выражение (7.182) можно представить в виде

$$\left(\frac{\rho^*}{\rho}\right)^k = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Из последнего выражения имеем

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \sqrt[k]{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{k}{k-1}}} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (7.183)$$

На рис. 7.57 показано относительное изменение параметров газа при его полном торможении.

Значения параметров заторможенного потока газа можно измерить с помощью специальных приборов. На рис. 7.58 показана дифференциальная трубка Пито. В трубке Пито имеются два канала — центральный и боковой. Движущийся поток газа попадает в центральный канал и тормозится (его скорость уменьшается до нуля). Кинетическая энергия потока преобразуется в потенциальную энергию давления. Пьезометр № 3, соединенный с центральным каналом трубки Пито, показывает полное избыточное давление  $p^*$  заторможенного потока. Пьезометр № 1, соединенный с боковым каналом трубки, показывает избыточное статическое давление  $p_{ст}$  (разрежение) в движущемся потоке газа. Пьезометр № 2, один конец которого соединен с центральным каналом, а второй — с боковым каналом, показывает разность между полным давлением  $p^*$  заторможенного потока и статическим давлением  $p_{ст}$  движущегося потока. Эта разность

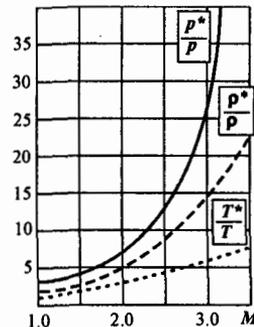


Рис. 7.57. Зависимости относительных параметров заторможенного потока воздуха от числа Маха

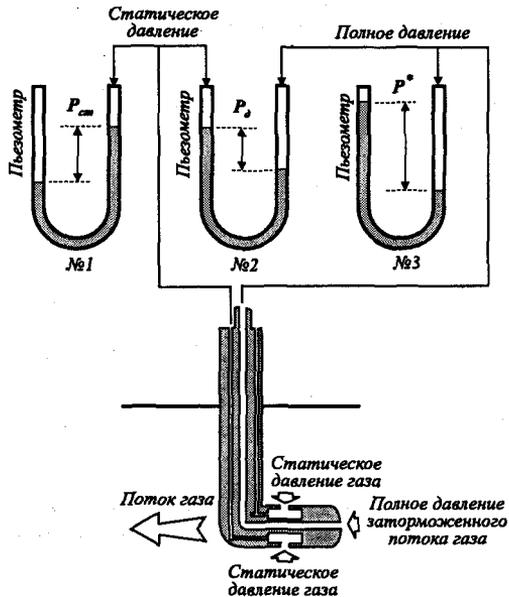


Рис. 7.58. Схема измерения давления газа в потоке с помощью трубки Пито

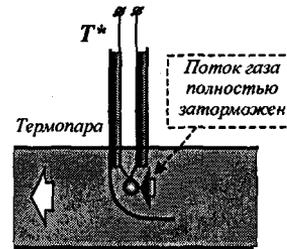


Рис. 7.59. Схема измерения температуры заторможенного потока газа

называется динамическим давлением  $p_d$ , так как она обусловлена только торможением потока. Динамическая составляющая в полном давлении возникает в результате преобразования кинетической энергии потока в потенциальную энергию давления.

Температуру заторможенного потока измеряют с помощью специальных термометров или датчиков (рис. 7.59). В них газовый поток в точке расположения чувствительного элемента тормозится полностью. В результате температура газа становится больше, чем в движущемся потоке.

## 7.6. ГАЗОВЫЙ ЭЖЕКТОР

Газовым эжектором называется аппарат, в котором полное давление газового потока увеличивается под действием струи другого, более высокоскоростного потока. Передача энергии от одного потока к другому осуществляется в результате их смешения. Эжектор прост в конструктивном отношении, может работать в широком диапазоне изменения параметров газов, позволяет легко регулировать рабочий процесс и переходить из одного режима на другой. По этой причине эжекторы получили применение в различных технических областях, в том числе и в военной технике. В зависимости от назначения эжекторы выполняются самым различным образом.

Часто эжектор выполняет функцию вентилятора, создавая непрерывный поток воздуха в помещении или в другом месте. В системах охлаждения танковых двигателей 5ТДФ, 6ТД для создания потока охлаждающего

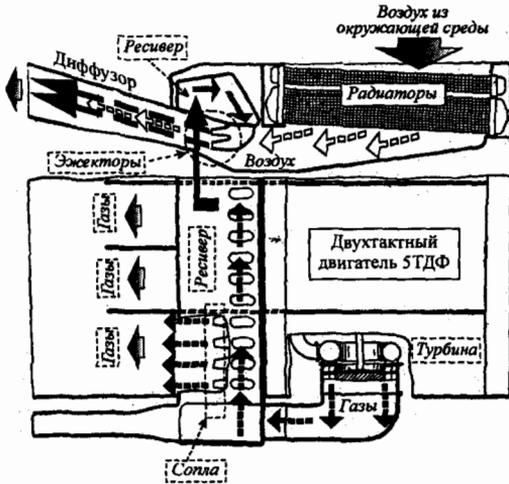


Рис. 7.60. Схема эжекторной системы охлаждения двигателя

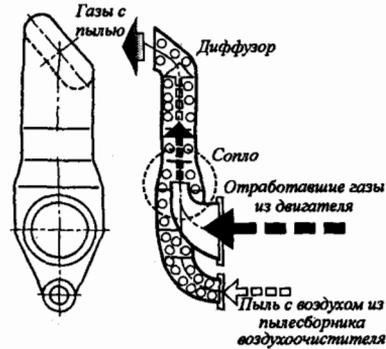


Рис. 7.61. Эжектор для автоматического удаления пыли из пылесборника воздухоочистителя

воздуха через радиатор используется эжектор. В силовых установках БМП-1, БМП-2 и БМП-3 также применяются эжекторные системы охлаждения двигателей.

Эжектор (рис. 7.60) обеспечивает создание потока охлаждающего воздуха через масляный и водяной радиаторы системы охлаждения двигателя за счет использования энергии отработавших газов (высоконапорный поток).

Газы от двигателя через турбину отводятся в ресивер по специальному газоходу. Из ресивера отработавшие газы с большой скоростью вытекают через сопла. В соплах скорость газов значительно увеличивается. В результате этого на срезе сопел давление существенно уменьшается (становится меньше давления окружающей среды). Выходящие из сопел газы смешиваются в смесительной камере с воздухом и увлекают его на выход. Так как на срезе сопел давление низкое, воздух из окружающей среды через радиаторы движется к соплам и смешивается с газами. Такой процесс происходит непрерывно. Относительно холодный воздух, проходящий через радиаторы, охлаждает воду и масло.

Самое широкое распространение эжекторы получили в системах воздухоочистки силовых установок многоцелевых гусеничных и колесных машинах военного назначения (танки и БМП) для автоматического удаления пыли, поступающей в пылесборник воздухоочистителя в результате очистки воздуха. Принципиально эжекторы пылеудаления между собой ничем не отличаются. Отличие между ними состоит в том, что в них в качестве высоконапорного потока газа могут использоваться различные по составу газы.

В танке Т-72 в эжекторах пылеудаления (рис. 7.61) используются отработавшие в двигателе газы, при этом в эжектор пылеудаления поступают все отработавшие газы. Напротив, в эжекторах пылеудаления силовых

установок БМП (рис. 7.62) используется только часть отработавших в двигателе газов.

Рассмотренные выше эжекторы работают на горячих газах, поступающих из двигателя. Такие эжекторы можно устанавливать в силовых установках с четырехтактными двигателями. Это обусловлено тем, что эжекторы создают повышенное сопротивление выходу газов из двигателя, т. е. увеличивают противодавление на выпуске, но четырехтактные двигатели менее чувствительны к противодавлению на выпуске. Такие эжекторы нельзя применять в силовых установках с двухтактными двигателями.

В силовых установках с двухтактными двигателями типа 5ТДФ и 6ТД для автоматического удаления пыли используются эжекторы, работающие на холодном газе (рис. 7.63). В этих эжекторах в качестве высоконапорного потока используется воздух, поступающий из нагнетателя двигателя. Здесь также имеется существенный недостаток — на привод компрессора затрачивается дополнительная механическая энергия, отбираемая от двигателя. Такие эжекторы снижают КПД силовой установки. Их использование нецелесообразно, когда требуется создать большой напор в трассе отсоса пыли, так как это связано с большими энергетическими затратами.

Независимо от назначения эжектора, в нем присутствуют следующие конструктивные элементы (рис. 7.64):

- сопло высоконапорного (эжектирующего) газа;
- сопло (патрубок) низконапорного (эжектируемого) газа;
- смесительная камера;
- диффузор (не всегда).

Назначение сопел — увеличить кинетическую энергию высоконапорного газа и с минимальными потерями подвести его в смесительную камеру.

Взаимное расположение, число и форма сопел не оказывают существенного влияния на конечные параметры смеси газов. Важным является лишь соотношение между величинами поперечных сечений потоков эжектируемого и эжектирующего газов на входе в камеру, т. е. отношение суммарных площадей сопел.

Если перепад давления в сопле эжектирующего газа значительно превышает критическую величину  $p_2/p_1 < \beta_{кр}$ , в ряде случаев оказывается выгодным применение сверхзвукового сопла. При этом могут быть улуч-

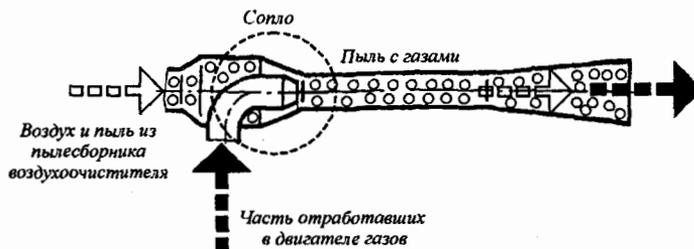


Рис. 7.62. Схема эжектора для автоматического удаления пыли из пылесборника воздухоочистителя БМП-1

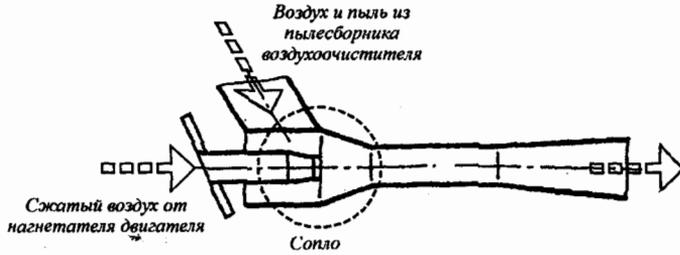


Рис. 7.63. Схема эжектора, работающего на сжатом воздухе

шены параметры эжектора на расчетном режиме. Однако и при больших сверхкритических отношениях давлений ( $p_2/p_1 \ll \beta_{кр}$ ) можно использовать эжектор с нерасширяющимся соплом, в котором скорость истечения эжектирующего газа не превышает скорости звука. Такой эжектор принято называть звуковым. Это наиболее распространенный тип эжектора, эффективно работающий в широком диапазоне изменения параметров газа.

Следует отметить, что эжектор может работать и без диффузора. В этом случае конечное сечение смесительной камеры одновременно является выходным сечением эжектора. Иногда вместо диффузора на выходе из смесительной камеры устанавливается сужающееся сопло или сопло Лавала. Это бывает целесообразным, когда конечной задачей является ускорение потока газа после смешения. Так, например, в различных схемах двухконтурных реактивных двигателей газовые потоки, выходящие из контуров, смешиваются в общей камере, а затем вытекают в окружающую среду через общее реактивное сопло дозвукового или сверхзвукового типа.

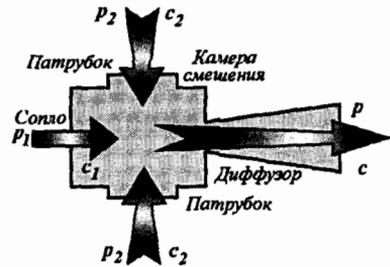


Рис. 7.64. Расчетная схема эжектора

Сжимаемый газ или пар с давлением  $p_2$  поступает в камеру смешения через боковые патрубки (рис. 7.64).

Для увеличения давления вещества используется энергия высоконапорного потока газа или пара с давлением  $p_1$ , подаваемого в камеру смешения через сопло. За счет турбулентного смешения высокоскоростного и низкоскоростного потоков в камере смешения происходит увеличение скорости сжимаемого газа при одновременном уменьшении скорости высоконапорного потока. В диффузоре кинетическая энергия потока переходит в энергию давления так, что давление потока становится равным  $p$ , причем  $p_1 > p > p_2$ .

Термодинамический расчет эжектора состоит в определении расхода массы вещества высоконапорного потока, проходящего через сопло, необходимого для получения результирующего потока с расходом 1 кг/с и с заданным давлением  $p$  на выходе из диффузора. Такой расход вещества в потоке с давлением  $p$  можно получить из  $m$  кг/с высоконапорного газа,

поступающего через сопло, и  $(1 - m)$  кг/с низконапорного газа, поступающего через боковые патрубки. Для этих составляющих смешанного потока должны быть заданы начальные значения давления  $p_1$ ,  $p_2$  и энтальпии  $h_1^*$ ,  $h_2^*$ .

Процесс смешения потоков в эжекторе можно рассматривать как адиабатный, протекающий без потерь. В этом случае скорость  $c_1$  высоконапорного потока на срезе сопла может быть определена на основании выражения (7.169)

$$h_1^* - h_1 = \frac{c_1^2}{2}, \quad (7.184)$$

где  $h_1^*$ ,  $h_1$  — удельные энтальпии соответственно заторможенного потока в сопле и высоконапорного потока газа на срезе сопла.

Аналогично определяется скорость смешанного потока:

$$h^* - h = \frac{c^2}{2}, \quad (7.185)$$

где  $h^*$ ,  $h$  — удельные энтальпии соответственно заторможенной смеси и потока смеси.

Удельная энтальпия торможения смеси в сечении эжектора перед диффузором определяется уравнением

$$h^* = mh_1^* + (1 - m)h_2^*. \quad (7.186)$$

Если пренебречь малой скоростью низконапорного потока через входные патрубки ( $c_2 \approx 0$ ), то, в соответствии с законом сохранения количества движения

$$m_1c_1 + m_2c_2 + \dots + m_ic_i = \sum_{i=1}^n m_ic_i,$$

можно записать  $mc_1 + (1 - m)c_2 = 1 \cdot c$  или при  $c_2 = 0$

$$mc_1 = 1 \cdot c. \quad (7.187)$$

Подставляя выражение (7.187) в выражение (7.185), учитывая также зависимость (7.184), получим

$$h^* = h + \frac{m^2c_1^2}{2} = h + m^2(h_1^* - h_1). \quad (7.188)$$

Полученное уравнение содержит две величины —  $h^*$  и  $m$ , которые необходимо определить. Их определение осуществляется методом последовательных приближений с помощью  $s$ - $h$ -диаграммы. Эта методика изложена в специальной литературе по данному вопросу.

## 7.7. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ

Если на пути движения потока газа или пара встречается резкое сужение сечения канала (например, не полностью открыт вентиль или кран, либо имеется перегородка с небольшим отверстием, как показано на рис. 7.65), которое создает сопротивление потоку, то в этом месте скорость потока резко возрастает, а давление — уменьшается. Так как давление газа

уменьшается, его удельный объем увеличивается. За сужением сечения скорость потока уменьшается и восстанавливается до первоначального значения, а давление восстанавливается не полностью. Такой необратимый процесс понижения давления потока вещества в результате его прохождения через местное сопротивление без совершения внешней работы (без обмена энергией с окружающей средой в механической форме) называется дросселированием.

Процесс дросселирования происходит в поршневых двигателях внутреннего сгорания в горловинах впускного и выпускного клапанов во время впуска в цилиндр воздуха (горючей смеси) или выпуска отработавших газов.

На рис. 7.65 показан случай, когда поток проходит через узкое отверстие в диафрагме, установленной в трубопроводе. При этом если до диафрагмы давление газового потока было  $p_1$  (сечение I), то после диафрагмы (сечение II) оно стало равным  $p_2$  ( $p_2 < p_1$ ). Эти давления должны измеряться на некотором расстоянии от диафрагмы, где они имеют одинаковые значения по всему поперечному сечению трубопровода (хотя между сечениями I и II существует разность давлений).

Рассмотрим основные закономерности процесса дросселирования. Для него можно отметить две характерные особенности:

- дросселирование — процесс, протекающий настолько быстро, что теплообмен (обмен энергией в тепловой форме) между рабочим телом и внешней средой весьма незначителен, и его в расчетах можно не учитывать;
- процесс дросселирования протекает без совершения внешней работы (обмен энергией в механической форме между газом и окружающей средой не происходит).

Запишем уравнение первого закона термодинамики (7.19) для стационарного (не изменяющегося во времени) потока газа

$$q = h_2 - h_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) + w_{\text{тех}}.$$

Поскольку поток не совершает технической работы  $w_{\text{тех}} = 0$  и  $z_2 = z_1$ , то  $g(z_2 - z_1) = 0$ . Так как процесс дросселирования происходит почти

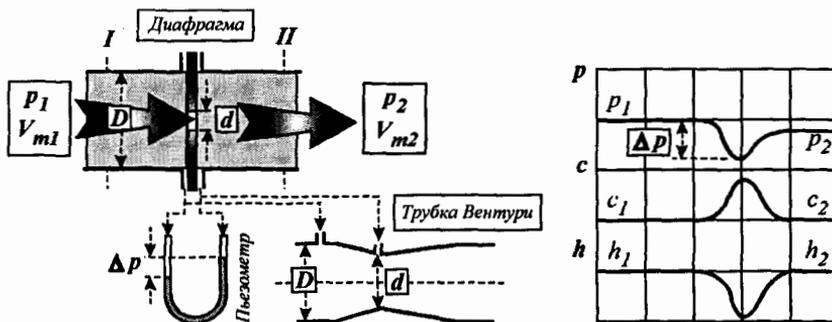


Рис. 7.65. Течение газа в трубопроводе переменного сечения

адиабатно (без теплообмена с внешней средой), то  $q = 0$ . В этом случае уравнение первого закона термодинамики для потока газа примет вид

$$h_2 - h_1 + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = 0,$$

или

$$h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2}, \quad (7.189)$$

где  $h_1, h_2$  — удельная энтальпия газа соответственно в сечениях I и II;  $c_1, c_2$  — скорость движения газа соответственно в сечениях I и II.

Поскольку до и после дросселирования изменение скорости потока очень мало ( $c_2 \approx c_1$ ), изменением кинетической энергии можно пренебречь, и из соотношения (7.189) следует, что

$$h_2 = h_1, \quad (7.190)$$

т. е., при адиабатном дросселировании газа или пара его удельная энтальпия не изменяется (энтальпия газа после дросселирования равна энтальпии до дросселирования).

Так как для идеального газа справедливо соотношение

$$\left. \begin{aligned} \Delta h &= h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1) \\ dh &= c_p dT \end{aligned} \right\}, \quad (7.191)$$

то с учетом соотношения (7.190) заключаем, что  $T_2 = T_1$ , т. е. при дросселировании идеального газа его температура не изменяется.

Поскольку при дросселировании энтальпия идеального газа не меняется ( $h_2 = h_1$ ), этот процесс называют *изоэнтальпийным* (на  $s$ - $h$ -диаграмме такой процесс изображается горизонтальной линией, параллельной оси  $s$ ). Таким образом, можно заключить, что *изоэнтальпийный процесс идеального газа является одновременно и изотермическим*.

После дросселирования (сечение II; рис. 7.65) газ не возвращается в исходное состояние (сечение I), так как давление не восстанавливается ( $p_2 < p_1$ ), удельный объем увеличивается ( $V_{m2} > V_{m1}$ ), энтропия возрастает ( $s_2 > s_1$ ).

Дросселирование реального газа или пара является типичным *необратимым* процессом.

Ранее мы установили, что газ можно считать идеальным лишь тогда, когда его элементарные частицы (атомы или молекулы) находятся на достаточно большом расстоянии и силами межмолекулярного взаимодействия можно пренебречь. В действительности не всегда можно пренебречь этими силами. Из-за этих сил поведение реальных газов отличается от поведения идеальных. Если реальный газ сильно сжать и охладить, благодаря силам межмолекулярного взаимодействия его можно перевести в жидкое состояние.

Теперь возвратимся к тому, что после дросселирования реального газа его давление понижается. Чем меньше газ сжимается, тем больше его объем. Следовательно, после суживающегося устройства удельный объем газа больше, чем до него. Это означает, что молекулы газа после суживающегося устройства будут находиться на большем расстоянии, чем до него.

Поскольку при дросселировании газа не совершается внешняя работа, для перемещения молекул реального газа на большее расстояние необходимо совершить работу только за счет убыли внутренней энергии газа. Внутренняя энергия идеального газа является суммой кинетических энергий хаотического движения всех его молекул (атомов). В реальных газах внутренняя энергия определяется не только суммой кинетических энергий движения молекул (атомов), но и потенциальной энергией межмолекулярного взаимодействия. Логично предположить, что для перемещения молекул газа (атомов) на большее расстояние затрачивается часть потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия (в газах силы отталкивания преобладают над силами притягивания). За счет сил отталкивания скорость молекул увеличивается, что равносильно увеличению кинетической энергии хаотического движения молекул. Средняя скорость молекул возрастает. Мерой средней скорости молекул вещества является температура. Таким образом, при расположении молекул газа на большем расстоянии потенциальная энергия межмолекулярного взаимодействия уменьшается, а кинетическая энергия хаотического движения молекул увеличивается. Следовательно, температура газа в этом случае должна увеличиваться. В иных условиях, возможно, что для перемещения молекул на большие расстояния выполняется «внутренняя» работа за счет убыли кинетической энергии хаотического движения молекул (атомов). В этом случае средняя скорость молекул уменьшится, поэтому уменьшится также и температура газа. Если убыль кинетической энергии хаотического движения молекул газа при дросселировании компенсируется убылью потенциальной энергии межмолекулярного взаимодействия, то средняя скорость молекул реального газа при его дросселировании не изменится. В этом случае температура газа также не изменится. Естественно, что это лишь самые простые предположения, ибо достаточно глубоко изучить поведение микрочастиц даже в современных условиях крайне трудно.

Экспериментальные исследования показали, что температура реальных газов при дросселировании может уменьшаться, увеличиваться или оставаться неизменной. Поведение реальных газов существенно отличается от поведения идеального. Характер и изменение температуры при дросселировании реальных газов определяется действием межмолекулярных сил. Действительно, при расширении реальных газов увеличивается расстояние между молекулами, совершается работа по преодолению сил молекулярного взаимодействия. Кроме того, вследствие разной сжимаемости газов, различна и работа проталкивания, равная произведению  $pV_m$ . Эта работа практически предопределяет изменение внутренней энергии и температуры.

В зависимости от начальных параметров и физических свойств реальных газов при дросселировании значение  $dT$  в соотношении (7.191) может быть как положительным, так и отрицательным. Научное обоснование явлению дросселирования дали У. Томсон (лорд Кельвин) и Дж. Джоуль, вследствие чего явление получило наименование Джоуля—Томсона.

Физическую сущность эффекта Джоуля—Томсона можно выяснить, проведя анализ течения газа по каналу малого диаметра, соединяющему

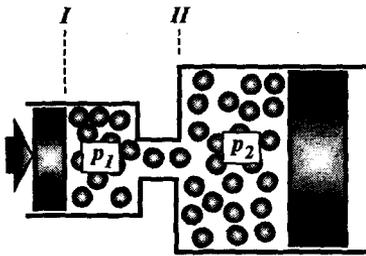


Рис. 7.66. Перетекание газа по каналу малого диаметра

узкого канала давление  $p_1$  будет всегда больше давления  $p_2$  ( $p_1 > p_2$ ), а удельный объем — меньше ( $V_{m1} < V_{m2}$ ). Левый поршень перемещается под действием окружающей среды. Это означает, что окружающая среда совершает работу над рабочим поршнем, и согласно определению отрицательна. Правый поршень перемещается под действием рабочего тела (газа). Газ отдает энергию в механической форме поршню путем совершения над ним работы, которая согласно правилу знаков положительна.

На основании равенства (4.125)<sup>1</sup> можно написать

$$u_1 + p_1 V_{m1} = u_2 V_{m2},$$

или

$$\Delta u = u_2 - u_1 = p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2} = \Delta(pV_m). \quad (7.192)$$

Из выражения (7.192) видно, что внешняя работа (работа проталкивания) в этом процессе совершается за счет убыли внутренней энергии рабочего тела.

Трубка малого диаметра (рис. 7.66), через которую перетекает газ из левой части трубы в правую, представляет собой некоторое сопротивление, на преодоление которого затрачивается энергия в механической форме, равная  $\Delta(pV_m) = p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2}$ .

Эта энергия целиком преобразуется из механической формы в тепловую и, следовательно, изменяет внутреннюю энергию газа. Изменение внутренней энергии произойдет также за счет уменьшения скорости потока на величину

$$\Delta\left(\frac{c^2}{2}\right) = \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2}.$$

Внутренняя энергия реального газа вследствие наличия межмолекулярных сил состоит из двух частей:

- кинетической составляющей (КЭ), являющейся функцией только температуры;
- потенциальной составляющей (ПЭ), определяемой положением молекул и зависящей как от температуры, так и от объема.

Таким образом, можно записать

$$\Delta u = \Delta \text{КЭ} + \Delta \text{ПЭ}. \quad (7.193)$$

<sup>1</sup> См. главу 4.

Потенциальная энергия зависит от расстояния между молекулами, т. е., пропорциональна удельному объему, поэтому в процессе дросселирования всегда возрастает на величину, зависящую от сжимаемости газа.

Объединив соотношения (7.192) и (7.193), получим

$$\Delta u = \Delta(pV_m) = p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2} = \Delta KЭ + \Delta ПЭ, \quad (7.194)$$

или

$$\Delta(pV_m) = \Delta KЭ + \Delta ПЭ. \quad (7.195)$$

Анализ выражений (7.194) и (7.195) позволяет сделать следующие выводы:

1. Если затрата внешней работы  $\Delta(pV_m) = p_1 V_{m1} - p_2 V_{m2}$  больше, чем приращение внутренней потенциальной энергии  $[\Delta(pV_m) > \Delta ПЭ]$ , то избыток внешней работы идет на увеличение кинетической энергии ( $\Delta KЭ > 0$ ) потока газа и температура его при дросселировании повышается.
2. Если работа проталкивания расходуется только на расширение газа, т. е. только на увеличение его внутренней потенциальной энергии  $[\Delta(pV_m) = \Delta ПЭ]$ , то внутренняя кинетическая энергия не изменяется ( $\Delta KЭ = 0$ ), а значит, не меняется и температура газа.
3. Если затрата внешней работы меньше, чем вызванное расширением увеличение внутренней потенциальной энергии  $[\Delta(pV_m) < \Delta ПЭ]$ , то недостающая внешняя работа компенсируется уменьшением внутренней кинетической энергии ( $\Delta KЭ < 0$ ). В этом случае при расширении (увеличении объема) работа по преодолению сил притяжения между молекулами совершается за счет части внутренней кинетической энергии, температура газа понижается. Этим объясняется физическая сущность эффекта Джоуля—Томсона.

Проявление этого эффекта мы часто наблюдаем в практической деятельности, например, при работе с воздушными баллонами, применяемыми в танках, БМП, БМД, грузовых автомобилях и других средствах для обеспечения пуска двигателя сжатым воздухом и функционирования других систем. Если открыть вентиль баллона и предоставить возможность сжатому воздуху быстро вытекать через штуцер, то последний сильно охлаждается (определяется даже на ощупь). Чем быстрее истекает воздух, тем сильнее ощущается охлаждение штуцера, поскольку он не успевает быстро нагреться от окружающей среды.

В большинстве практических расчетов внешняя работа имеет отрицательное значение (т. е.  $p_2 V_{m2} < p_1 V_{m1}$ ), другими словами, процесс дросселирования сопровождается затратой внешней работы. Следовательно, при отрицательной внешней работе могут иметь место случаи дросселирования, когда:

- температура газа увеличивается;
- температура газа остается без изменения;
- температура газа уменьшается.

Случай, когда кинетическая составляющая внутренней энергии остается без изменения ( $\Delta KЭ = 0$ ), а температура газа также не изменяется ( $T_2 = T_1$ ), называется *инверсией* газа. Температура газа, при которой

это происходит, называется температурой инверсии  $T_{ин}$ . Следовательно, процесс дросселирования реального газа при температуре инверсии внешне не отличается от дросселирования идеального газа.

Различают дифференциальный и интегральный дроссельный эффекты Джоуля—Томсона.

Дифференциальный дроссельный эффект оценивается отношением бесконечно малого изменения температуры к бесконечно малому изменению давления в процессе дросселирования

$$\alpha_h = \left( \frac{dT}{dp} \right)_h. \quad (7.196)$$

Величина  $\alpha_h$  характеризует скорость изменения температуры газа при изменении давления при дросселировании<sup>1</sup>. Величину  $\alpha_h$  определяют экспериментально.

На практике чаще рассматривают интегральный дроссельный эффект

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_h \cdot dp, \quad (7.197)$$

т. е., изменение температуры газа при конечных изменениях давления в процессе. Понижение температуры при дросселировании может быть весьма значительным. Например, при адиабатном (без обмена энергией в тепловой форме с окружающей средой) дросселировании водяного пара от давления 20 МПа при температуре 400°С до давления 0.1 МПа его температура понизится до 175°С, т. е. на 225°С. Обычно интегральный дроссельный эффект легко находят с помощью термодинамических диаграмм. В соответствии с выражением (7.197) величину  $\alpha_h$  определяют как изменение температуры, происходящее при дросселировании с понижением давления на 1 Па. Алгебраический знак дифференциального дроссельного эффекта определяет характер изменения температуры в процессе дросселирования, зависящем как от природы газа, так и от условий дросселирования, т. е. от давления  $p_1$  и, в большей мере, от температуры  $T_1$ . Поскольку при дросселировании давление всегда падает, т. е.  $p_2 < p_1$  ( $dp < 0$ ), то из уравнения (7.196) следует, что величина  $\alpha_h$  будет положительной, если газ при дросселировании охлаждается ( $dT < 0$ ), и наоборот — отрицательной, если газ при дросселировании нагревается ( $dT > 0$ ).

Таким образом, в зависимости от условий протекания процесса возможны три случая:

- эффект дросселирования *положительный* (происходит охлаждение газа):  $\alpha_h > 0$ ;  $dT < 0$ .
- эффект дросселирования *отрицательный* (происходит нагревание газа):  $\alpha_h < 0$ ;  $dT > 0$ .
- эффект дросселирования равен *нулю*:  $\alpha_h = 0$ ;  $dT = 0$ .

Третий случай утверждает тот факт, что при определенных значениях давления  $p_1$  и температуры  $T_1$  дросселирование реального газа не приводит

<sup>1</sup> Индекс «h» указывает на то, что процесс дросселирования протекает при постоянной энтальпии.

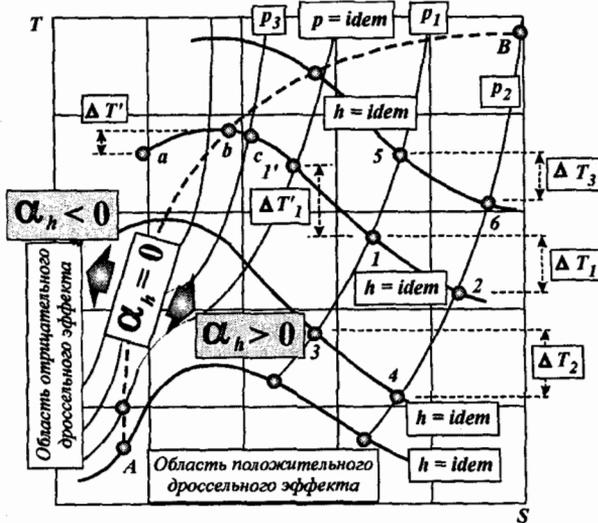


Рис. 7.67. Тепловая диаграмма дросселирования реального газа

к изменению температуры ( $T = idem$ ). Как мы уже знаем, такое состояние называется инверсией газа. На термодинамической диаграмме этому состоянию соответствует точка, называемая точкой инверсии эффекта Джоуля—Томсона. Геометрическое место точек инверсии на диаграмме называют кривой инверсии.

Рассмотрим характер изменения величины и знака дроссельного эффекта в  $s$ - $T$ -координатах (рис. 7.67) при различных исходных и конечных значениях параметров потока условного рабочего тела. Из рис. 7.67 видно, что линии энтальпии в области высоких давлений имеют максимум, который в области высоких температур смещается в сторону меньших давлений, становится менее выраженным и при высоких температурах исчезает совсем. В области низких давлений и высоких температур изохоры пологи и почти совпадают с изотермами, что объясняется приближением свойств реального газа к свойствам идеального газа, для которого энтальпия зависит только от температуры и дроссельный эффект равен нулю:

$$\alpha_h = 0; \quad \Delta T = 0.$$

Действительно, с увеличением температуры интегральный дроссельный эффект уменьшается ( $\Delta T_2 > \Delta T_1 > \Delta T_3$ ). Вблизи пограничных кривых в области влажного пара изохоры круто поднимаются вверх, достигают максимума и затем снижаются. Штриховая линия АВ, соединяющая максимумы линий постоянных значений энтальпии, является линией изменения знака эффекта Джоуля—Томсона, т. е. является кривой инверсии, которая соответствует  $\alpha_h = 0$ . Кривая инверсии АВ делит поле диаграммы на две области — левую и правую. В левой области наблюдается отрицательный эффект дросселирования ( $\alpha_h < 0$ ), т. е. дросселирование сопровождается повышением температуры ( $T_b > T_a$ ) — процесс  $a$ - $b$ . В правой области на-

блюдается положительный эффект дросселирования, т. е. дросселирование приводит к охлаждению газа ( $T_c < T_b$ ) — процесс  $b-c$ .

Из сравнения процессов дросселирования  $1'-2$  и  $1-2$ , имеющих различные исходные давления ( $p_3 > p_1$ ), следует, что охлаждение оказывается большим в случае более высокого начального значения давления (из диаграммы видно, что  $\Delta T_{1'} > \Delta T_1$ ). Также видно, что максимальное понижение температуры достигается при дросселировании от давления, соответствующего кривой инверсии, т. е. в процессе  $b-2$ .

Следует отметить, что в области высоких значений температуры или в случае больших перепадов давления понижение температуры газа за счет его изоэнтропийного расширения всегда предпочтительнее, чем за счет дросселирования. Это хорошо видно при сравнении эффективности охлаждения рабочего тела при дросселировании (процесс  $5-6$ ) и обратимом адиабатном расширении (процесс  $5-7$ ):  $\Delta T_4 \gg \Delta T_3$ .

Процесс дросселирования находит широкое применение в технике: в редуccionных устройствах пневматических сетей (для снижения давления); при регулировании работы различных машин и нагнетателей за счет изменения расхода рабочего тела; в холодильных машинах и в криогенной технике; в двигателестроении; в устройствах для измерения расхода газов.

Применение дросселирующих устройств в технике обусловлено возможностью получения некоторого положительного эффекта. Таким положительным эффектом может быть, например, получение горючей смеси в карбюраторном двигателе, изменение режима работы двигателя.

В двигателях с принудительным воспламенением горючей смеси (карбюраторных двигателях) широкое распространение получили эжекционные карбюраторы (рис. 7.68). Эти карбюраторы работают по принципу эжектора<sup>1</sup>.

В процессе наполнения цилиндров двигателя горючей смесью через впускной клапан в впускном трубопроводе создается разрежение из-за увеличения объема цилиндра при движении поршня к НМТ. Под действием этого разрежения воздух из атмосферы проходит через воздушный фильтр, впускной патрубок (горловину), диффузор в смесительную камеру карбюратора. При прохождении воздуха через узкое сечение диффузора скорость потока увеличивается, а давление падает, т. е. становится меньше атмосферного. Когда воздух не движется, его давление в минимальном сечении диффузора равно атмосферному давлению. В поплавковой камере на свободную поверхность топлива действует атмосферное давление. На свободную поверхность топлива в распылителе действует давление, меньше атмосферного. Из-за разности давлений из распылителя

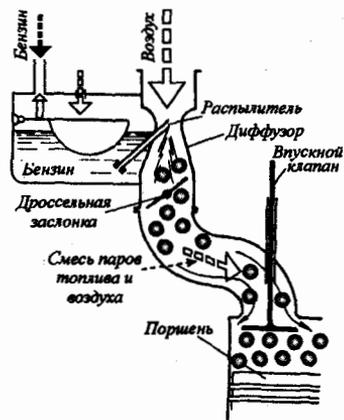


Рис. 7.68. Схема работы простейшего эжекционного карбюратора

ном сечении диффузора равно атмосферному давлению. В поплавковой камере на свободную поверхность топлива действует атмосферное давление. На свободную поверхность топлива в распылителе действует давление, меньше атмосферного. Из-за разности давлений из распылителя

<sup>1</sup> Принцип работы эжектора рассматривался ранее.

будет фонтанировать топливо, которое распыляется и испаряется в потоке воздуха, создавая горючую смесь. Смесь воздуха и топлива (бензина) во время движения по впускному трубопроводу еще больше перемешивается и дополнительно испаряется за счет тепловой энергии, получаемой от стенок трубопроводов, нагревающихся при работе двигателя. В карбюраторных двигателях впускные каналы располагают рядом с выпускными каналами с целью обеспечения нагревания горючей смеси для интенсивности процесса испарения топлива. Интенсивное испарение топлива и перемешивание горючей смеси происходит и в щели между впускным клапаном и его седлом. Завершающая стадия смесеобразования осуществляется в цилиндре двигателя.

Чем больше частота вращения коленчатого вала, тем быстрее перемещается поршень. Пропорционально изменению скорости поршня изменяется объем цилиндра. Чем быстрее изменяется (увеличивается) объем цилиндра во время выпуска горючей смеси, тем быстрее в минимальном сечении диффузора движется воздух, что в свою очередь приводит к еще большему падению давления на срезе распылителя. В этом случае топливо будет еще сильнее фонтанировать из распылителя. Таким образом, изменением скорости потока в узком сечении диффузора можно влиять на количество топлива в смеси, поступающей в цилиндры двигателя, т. е. изменять скоростной режим работы карбюраторного двигателя. Эта идея получила практическую реализацию. Для целенаправленного управления скоростным режимом работы двигателя в карбюраторе устанавливают дроссельную заслонку (рис. 7.68) с приводом от педали. Поворотом заслонки можно изменять проходное сечение горловины диффузора. Закрывая проходное сечение, дроссельная заслонка увеличивает гидравлическое сопротивление впускного тракта, что приводит к уменьшению скорости газового потока. Чем меньше скорость потока, тем больше его давление, следовательно, меньше скорость фонтанирования топлива из распылителя. Наоборот, с увеличением проходного сечения сопротивление впускного тракта уменьшается, а скорость движения потока увеличивается. Скорость фонтанирования топлива из распылителя также увеличивается, а значит, изменяется и скоростной режим работы двигателя. Изменение количества бензина в смеси с воздухом приводит к изменению мощности и крутящего момента двигателя.

Следует учитывать тот факт, что с увеличением скорости движения потока одновременно увеличивается и гидравлическое сопротивление всего газоздушного тракта (даже при полностью открытой заслонке). Давление горючей смеси во впускном тракте уменьшается. Чем меньше давление горючей смеси, тем меньше ее плотность. Это означает, что чем меньше плотность потока горючей смеси, тем меньше (по массе) ее помещается в том же объеме цилиндра. Чем меньше горючей смеси (по массе) поступает в цилиндр двигателя, тем меньше мощность двигателя. Таким образом, изменять скорость газового потока в диффузоре можно лишь в некотором интервале, поскольку увеличение скорости газового потока в узком сечении диффузора с целью увеличения количества поступающего в цилиндры двигателя топлива (бензина) может привести к противоположному результату.

По этой причине средние скорости воздуха при номинальной мощности в двигателях современных автомобилей колеблются от 90 до 135 м/с.

Из рассмотренного выше примера видно, что в карбюраторах эффект дросселирования используется конструкторами преднамеренно. Вместе с тем можно привести множество примеров, где эффект дросселирования возникает вопреки желанию конструкторов и приводит к нежелательным последствиям.

При работе поршневого двигателя периодически открываются впускные и выпускные клапаны. При открытии клапана между его тарелкой и седлом (деталь, на которую при закрытии садится тарелка клапана) образуется круговая щель. Эта щель оказывает дросселирующее воздействие на поток горючей смеси, в результате чего давление смеси после клапана (в цилиндре) меньше, чем его давление до клапана. Рассуждая аналогично, можно заметить, что плотность газового потока после клапана меньше, чем до клапана. Таким образом, в цилиндры двигателя из-за дросселирующего действия клапанных щелей поступает меньшее (по массе) количество горючей смеси по сравнению с тем количеством, которое могло бы поступить в случае отсутствия клапанов.

Заметим, что дросселирующее действие щелей выпускных клапанов приводит к ухудшению процесса удаления отработавших газов из цилиндров двигателя. Чем меньше отработавших газов удаляется, тем их больше остается внутри цилиндров. Чем больше отработавших газов остается в цилиндре, тем меньше горючей смеси (для бензиновых двигателей) или чистого воздуха (для дизельных двигателей) поступает в них. Таким образом, совместное дросселирование газового потока щелями впускного и выпускного клапанов еще больше усиливают отрицательный эффект.

При проектировании ДВС конструкторы стремятся уменьшить отрицательный эффект от дросселирования газового потока в газоздушном тракте. С этой целью проходные сечения горловин клапанов делают по возможности большими.

## 7.8. ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА ГАЗА

В инженерной практике часто возникает необходимость измерения расхода газа или жидкости. Например, при экспериментальных исследованиях ДВС измеряют расход воздуха. Расход жидкости можно измерить непосредственно объемным или весовым способом (с помощью мерных баков или других устройств). Так, для измерения расхода топлива двигателем в стендовых условиях зачастую используют обыкновенные весы, на которые устанавливают небольшую емкость (колбу). По мере выработки топлива будет изменяться вес оставшегося в ней. С помощью секундомера определяют время выработки некоторого количества топлива. Дальнейшие расчеты не вызывают трудностей. Расход газа можно измерить с помощью газовых часов. Эти приборы имеются не во всех лабораториях.

Для определения объемного расхода газа можно использовать более простые приборы.

Если определить скорость  $c$  газового потока, то для того чтобы получить объемный расход  $Q$ , достаточно умножить ее на площадь  $f$  поперечного сечения канала, т. е.  $Q = cf$ .

Скорость  $c$  газового потока измеряют с помощью крыльчатых механизмов (анемометров) или реактивных приборов (ротаметров), основанных, например, на измерении высоты подъема поплавка воздушной струей в вертикальной стеклянной трубке. Примером ротаметра является подпоромер, применяемый в танке Т-72 в качестве прибора для определения степени его герметизации, а также в приборах коллективной защиты типа ГО-27 для его настройки. Скорость газового потока можно определить также путем измерения угла отклонения воздушной струей флюгера (реаметр). Описание и применение таких приборов можно ознакомиться в специальной литературе.

В лабораторных условиях скорость газового потока определяют более простым способом — по перепаду давления в суживающемся устройстве (на диафрагме или трубке Вентури; рис. 7.65) или с помощью напорной трубки (рис. 7.58). Диафрагма (рис. 7.65) поджимает поток, а поэтому перед ней давление больше, чем за ней, т. е. на ней возникает перепад давлений  $\Delta p$ . Средняя скорость потока равна

$$\bar{c} = k \sqrt{2 \frac{\Delta p}{\rho}},$$

где  $k$  — поправочный коэффициент, зависящий от отношения диаметра  $d$  отверстия диафрагмы к диаметру трубопровода  $D$ , в котором она установлена, и от формы кромок отверстия;  $k = m\alpha$ ;  $m = d/D$  — характеристический коэффициент;  $\alpha$  — коэффициент расхода диафрагмы;  $\Delta p$  — перепад давлений на диафрагме, Па;  $\rho$  — плотность газа, кг/м<sup>3</sup>.

Коэффициент расхода  $\alpha$  зависит от относительной площади  $m$  сужающего устройства. С его помощью учитывают сложные гидродинамические явления, происходящие в потоке при изменении его конфигурации. Численные значения коэффициента  $\alpha$  приведены ниже:

$m$	$\alpha$	$m$	$\alpha$	$m$	$\alpha$
0.050	0.598	0.332	0.640	0.500	0.692
0.070	0.599	0.360	0.647	0.520	0.700
0.100	0.602	0.387	0.654	0.538	0.708
0.173	0.610	0.412	0.662	0.557	0.716
0.224	0.618	0.436	0.669	0.574	0.725
0.264	0.625	0.458	0.677	0.600	0.738
0.300	0.632	0.479	0.684		

Перепад давлений на диафрагме определяется по формуле

$$\Delta p = h \rho_m g,$$

где  $h$  — разность уровней жидкости в трубках пьезометра, м;  $\rho_m$  — плотность жидкости, залитой в пьезометр, кг/м<sup>3</sup>;  $g = 9.81$  м/с<sup>2</sup> — ускорение свободного падения.

Объемный расход газа через диафрагму определяется по формуле

$$Q = \alpha \varepsilon m^2 \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho}} = \alpha \varepsilon m^2 \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2 \cdot h \rho_m \cdot g}{\rho}},$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент сжимаемости (численные значения приводятся в специальной литературе). Для несжимаемой среды (жидкости)  $\varepsilon = 1$ .

Так как массовый расход  $M$  (кг/с) равен произведению объемного расхода  $Q$  (м<sup>3</sup>/с) на плотность газа  $\rho$ , окончательно получим

$$M = \rho \cdot Q = \alpha \cdot \varepsilon \cdot m^2 \frac{\pi \cdot d^2}{4} \rho \sqrt{\frac{2 h \rho_m \cdot g}{\rho}}.$$

Диафрагму, создающую существенное сопротивление, можно заменить представляющими меньшее сопротивление трубками Вентури (рис. 7.65), в которых из-за разности проходных сечений образуется значительная разность статических давлений.

Трубками Вентури можно измерять также расход жидкости, загрязненной твердыми примесями, не опасаясь засорения трубопровода. Здесь можно пользоваться теми же зависимостями, что и для диафрагм.

Скорость газа (жидкости) можно определить также с помощью напорной трубки (трубки Пито), показанной на рис. 7.58. С помощью этой трубки можно определить:

- полное давление потока  $p^*$ ;
- статическое давление потока  $p_{ст}$ ;
- динамическое давление потока  $p_d$  (разность между полным и статическим давлением).

Динамическое давление измеряют напорной трубкой в осевом направлении не менее чем в пяти точках через 15...25 мм.

Если известны значение динамического давления  $p_d$  и плотность жидкости  $\rho$ , ее скорость вычисляют по формуле

$$c = \sqrt{\frac{2p_d}{\rho}}.$$

В дальнейшем значение скорости потока усредняют арифметически (если не требуется высокая точность измерения). В противном случае пользуются специально разработанными методами, изложенными в специальной литературе [28].

Из приведенных выше методических предпосылок следует, что для измерения расхода жидкостей, газов и паров по перепаду давления необходимы три устройства, объединенные общим понятием «расходомер переменного перепада»:

- устройство, создающее перепад давления в потоке измеряемой среды за счет местного изменения скорости потока (сужающие устройства);
- измерительный прибор — дифференциальный манометр (пьезометр), измеряющий перепад давления;
- соединительное устройство, передающее перепад давления от потока к дифференциальному манометру.

## Вопросы для самоконтроля

1. Запишите уравнение первого закона термодинамики для стационарного потока газа. Поясните величины, входящие в него.
2. Приведите примеры машин, применяемых для нагнетания газов. Перечислите области применения этих машин.
3. Вредное пространство компрессора. Его влияние на производительность компрессора.
4. Почему ограничивают степень повышения давления газа в поршневом компрессоре.
5. Чем вызвано применение многоступенчатых компрессоров?
6. Какой процесс сжатия целесообразно реализовывать в компрессоре и почему?
7. Зачем применяют охлаждение газа при сжатии и нагнетании?
8. Запишите уравнение неразрывности газового потока и поясните величины, входящие в него?
9. Какие устройства применяют для разгона и торможения газового потока?
10. Каким образом можно разогнать газовый поток до скорости, равной местной скорости звука?
11. Каким образом можно получить сверхзвуковую скорость газового потока?
12. Поясните работу сопла Лавала.
13. Приведите примеры применения в ДВС компрессоров динамического сжатия и поясните принцип их работы.
14. С помощью каких устройств можно преобразовать кинетическую энергию газового потока в механическую работу?
15. Какие устройства входят в состав турбинной ступени?
16. Явление помпажа компрессора. Причины и последствия его возникновения.
17. Газовые эжекторы. Применение эжекторов в силовых установках многоцелевых гусеничных и колесных машин.
18. Способы измерения расхода газового потока. Объясните их сущность.

Параметры насыщенного водяного пара по давлениям

$p$ , МПа	$t_s$ , °С	$v'$ , м <sup>3</sup> /кг	$v''$ , м <sup>3</sup> /кг	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$h'$ , кДж/кг	$h''$ , кДж/кг	$r$ , кДж/кг	$s'$ , кДж/(кг·К)	$s''$ , кДж/(кг·К)
0.001	6.92	0.0010001	129.9	0.00770	29.32	2513	2484	0.1054	8.975
0.002	17.51	0.0010014	66.97	0.01493	73.52	2533	2459	0.2609	8.722
0.003	24.10	0.0010028	45.66	0.02190	101.04	2545	2444	0.3546	8.576
0.004	28.98	0.0010041	34.81	0.02873	121.42	2554	2433	0.4225	8.473
0.005	32.88	0.0010053	28.19	0.03547	137.83	2561	2423	0.4761	8.393
0.006	36.18	0.0010064	23.74	0.04212	151.50	2567	2415	0.5207	8.328
0.008	41.54	0.0010085	18.10	0.05525	173.9	2576	2402	0.5927	8.227
0.010	45.84	0.0010103	14.68	0.06812	191.9	2584	2392	0.6492	8.149
0.011	47.72	0.0010111	13.40	0.07462	199.7	2588	2388	0.6740	8.116
0.012	49.45	0.0010119	12.35	0.08097	207.0	2591	2384	0.6966	8.085
0.014	52.58	0.0010133	10.69	0.09354	220.1	2596	2376	0.7368	8.031
0.016	55.34	0.0010147	9.429	0.10600	231.7	2601	2369	0.7722	7.984
0.018	57.82	0.0010159	8.444	0.1185	241.9	2605	2363	0.8038	7.944
0.020	60.08	0.0010171	7.647	0.1308	251.4	2609	2358	0.8321	7.907
0.025	64.99	0.0010199	6.202	0.1612	272.0	2618	2346	0.8934	7.830
0.030	69.12	0.0010222	5.226	0.1913	289.3	2625	2336	0.9441	7.769
0.050	81.35	0.0010299	3.239	0.3087	340.6	2645	2204	1.0910	7.593
0.075	91.80	0.0010372	2.216	0.4512	384.5	2663	2278	1.2130	7.456
0.10	99.64	0.0010432	1.694	0.5903	417.4	2675	2258	1.3026	7.360
0.12	104.81	0.0010472	1.429	0.6999	439.4	2683	2244	1.3606	7.298
0.14	109.33	0.0010510	1.236	0.8088	458.5	2690	2232	1.4109	7.246
0.16	113.32	0.0010543	1.091	0.9164	475.4	2696	2221	1.4550	7.202
0.20	120.23	0.0010605	0.8854	1.129	504.8	2707	2202	1.5302	7.127
0.26	128.73	0.0010685	0.6925	1.444	540.9	2719	2178	1.621	7.040
0.30	133.54	0.0010733	0.6057	1.651	561.4	2725	2164	1.672	6.992
0.40	143.62	0.0010836	0.4624	2.163	604.7	2738	2133	1.777	6.897
0.50	151.84	0.0010927	0.3747	2.669	640.1	2749	2109	1.860	6.822

0.60	158.84	0.0011007	0.3156	3.169	670.5	2757	2086	1.931	6.761
0.80	170.42	0.0011149	0.2403	4.161	720.9	2769	2048	2.046	6.663
1.0	179.88	0.0011273	0.1946	5.139	762.7	2778	2015	2.138	6.587
1.2	187.95	0.0011385	0.1633	6.124	798.3	2785	1987	2.216	6.523
1.4	195.04	0.0011490	0.1408	7.103	830.0	2790	1960	2.284	6.469
1.6	201.36	0.0011586	0.1238	8.080	858.3	2793	1935	2.344	6.422
1.8	207.10	0.0011678	0.1104	9.058	884.4	2796	1912	2.397	6.379
2.0	212.37	0.0011766	0.09958	10.041	908.5	2799	1891	2.447	6.340
2.5	223.93	0.0011972	0.07993	12.51	961.8	2802	1840	2.554	6.256
3.0	233.83	0.0012163	0.06665	15.00	1008.3	2804	1796	2.6	6.186
4.0	250.33	0.0012520	0.04977	20.09	1087.5	2801	1713	2.796	6.070
5.0	263.91	0.0012857	0.03944	25.35	1154.4	2794	1640	2.921	5.973
6.0	275.56	0.0013185	0.03243	30.84	1213.9	2785	1570.8	3.027	5.890
7.0	285.80	0.0013510	0.02737	36.54	1267.4	2772	1504.9	3.122	5.814
8.0	294.98	0.0013838	0.02352	42.52	1317.0	2758	1441.1	3.208	5.745
9.0	303.32	0.0014174	0.02048	48.83	1363.7	2743	1379.3	3.287	5.678
10.0	310.96	0.0014521	0.01803	55.46	1407.7	2725	1317.0	3.360	5.615
11.0	318.04	0.001489	0.01592	62.58	1450.2	2705	1255.4	3.430	5.553
12.0	324.63	0.001527	0.01426	70.13	1491.1	2685	1193.5	3.496	5.493
13.0	330.81	0.001567	0.01277	78.30	1531.5	2662	1130.8	3.561	5.432
14.0	336.63	0.001611	0.01149	87.03	1570.8	2638	1066.9	3.623	5.372
15.0	342.11	0.001658	0.01035	96.62	1610	2611	1001.1	3.684	5.310
16.0	347.32	0.001710	0.009318	107.3	1650	2582	932.0	3.746	5.247
18.0	356.96	0.001837	0.007504	133.2	1732	2510	778.2	3.871	5.107
20.0	365.71	0.00204	0.00585	170.9	1827	2410	583.0	4.015	4.928
22.0	373.7	0.00273	0.00367	272.5	2016	2168	152.0	4.303	4.591

Параметры критической точки:  $p_k = 22.129$  МПа;  $t_k = 374.15^\circ\text{C}$ ;  $V_{m,кp} = 0.00326$  м<sup>3</sup>/кг

## Приложение 2

## Параметры насыщенного водяного пара по температурам

$t$ , °C	$p$ , МПа	$v'$ , м <sup>3</sup> /кг	$v''$ , м <sup>3</sup> /кг	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$h'$ , кДж/кг	$h''$ , кДж/кг	$r$ , кДж/кг	$s'$ , кДж/(кг·К)	$s''$ , кДж/(кг·К)
0	0.006108	0.0010002	206.3		0	2501	2501	0	9.1544
10	0.001228	0.0010004	106.42	0.009398	42.04	2519	2477	0.1510	8.8994
20	0.002337	0.0010018	57.84	0.01729	83.90	2537	2454	0.2964	8.6665
50	0.01233	0.0010121	12.04	0.08306	209.3	2592	2383	0.7038	8.0753
80	0.04736	0.0010290	3.408	0.2934	334.9	2643	2308	1.0753	7.6116
100	0.10132	0.0010435	1.673	0.5977	419.1	2676	2257	1.3071	7.3547
125	0.23208	0.0010649	0.7704	1.298	525.0	2713	2188	1.5814	7.0777
150	0.4760	0.0010906	0.3926	2.547	632.2	2746	2114	1.8418	6.8383
175	0.8925	0.0011208	0.2166	4.617	741.1	2773	2032	2.0909	6.6256
200	1.5551	0.0011565	0.1272	7.862	852.4	2793	1941	2.3308	6.4318
225	2.55	0.0011992	0.07837	12.76	966.9	2802	1835	2.5640	6.2488
250	3.98	0.0012512	0.05006	19.98	1085.7	2801	1715	2.7934	6.0721
275	5.95	0.0013168	0.03274	50.53	1210.7	2785	1574.2	3.0223	5.8938
300	8.59	0.0014036	0.02164	46.21	1344.9	2749	1404.2	3.2548	5.7049
325	12.06	0.001529	0.01417	70.57	1493.6	2684	1190.3	3.5002	5.4891
350	16.54	0.001741	0.008803	113.6	1671.5	2565	893.5	3.7786	5.2117
314	22.09	0.00280	0.00347	288	485.3	512.7	27.4	4.3258	4.5418

Параметры критической точки:  $p_k = 22.129$  МПа;  $t_k = 374.15^\circ\text{C}$ ;  $V_{m,кp} = 0.00326$  м<sup>3</sup>/кг

## Параметры перегретого водяного пара

<i>p</i> , МПа		<i>t</i> =0°С	<i>t</i> =60°С	<i>t</i> =100°С	<i>t</i> =160°С	<i>t</i> =200°С	<i>t</i> =240°С	<i>t</i> =300°С	<i>t</i> =360°С	<i>t</i> =400°С	<i>t</i> =440°С	<i>t</i> =500°С	<i>t</i> =550°С
0.005	<i>v</i>	0.0010002	30.73	34.43	39.98	43.68	47.37	52.92	58.47	62.16	65.85	71.39	76.01
	<i>h</i>	0.0	2612	2668	2803	2880	2958	3077	3198	3280	3363	3490	3598
	<i>s</i>	0.0000	8.549	8.764	9.047	9.219	9.376	9.595	9.796	9.921	10.042	10.214	10.351
0.010	<i>v</i>	0.0010002	15.35	17.20	19.98	21.83	23.68	26.46	29.23	31.08	32.93	35.70	38.01
	<i>h</i>	0.0	2611	2688	2802	2879	2957	3077	3198	3280	3363	3490	3598
	<i>s</i>	0.0000	8.227	8.442	8.727	8.897	9.056	9.274	9.475	9.601	9.722	9.895	10.031
0.020	<i>v</i>	0.0010002	0.0010171	8.584	9.977	10.905	11.832	13.220	14.606	15.530	16.45	17.82	18.99
	<i>h</i>	0.0	251.1	2687	2801	2879	2957	3077	3198	3280	3363	3490	3598
	<i>s</i>	0.0000	0.8307	8.120	8.406	8.576	8.735	8.954	9.155	9.281	9.402	9.575	9.713
0.030	<i>v</i>	0.0010002	0.0010171	5.713	6.645	7.264	7.882	8.809	9.734	10.351	10.967	11.891	12.661
	<i>h</i>	0.0	251.1	2685	2801	2878	2956	3076	3198	3280	3363	3490	3598
	<i>s</i>	0.0000	0.8307	7.931	8.217	8.388	8.547	8.766	8.967	9.093	9.215	9.388	9.526
0.040	<i>v</i>	0.0010002	0.0010171	4.282	4.982	5.447	5.912	6.608	7.301	7.765	8.228	8.921	9.498
	<i>h</i>	0.0	251.1	2684	2800	2878	2956	3076	3197	3279	3362	3490	3597
	<i>s</i>	0.0000	0.8307	7.798	8.086	8.256	8.415	8.635	8.835	8.962	9.083	9.256	9.393
0.050	<i>v</i>	0.0010002	0.0010171	3.420	3.982	4.355	4.726	5.284	5.841	6.212	6.582	7.136	7.598
	<i>h</i>	0.1	251.1	2683	2799	2877	2956	3076	3197	3279	3362	3489	3597
	<i>s</i>	0.0000	0.8307	7.693	7.981	8.152	8.311	8.531	8.731	8.858	8.979	9.152	9.290
0.10	<i>v</i>	0.0010001	0.0010171	1.695	1.984	2.172	2.359	2.638	2.918	3.102	3.288	3.565	3.797
	<i>h</i>	0.1	251.1	2676	2796	2875	2954	3074	3195	3278	3361	3488	3596
	<i>s</i>	0.0000	0.8307	7.361	7.654	7.828	7.988	8.211	8.414	8.541	8.661	8.833	8.969
0.20	<i>v</i>	0.0010000	0.0010170	0.0010434	0.9840	1.080	1.175	1.316	1.457	1.549	1.641	1.781	1.897
	<i>h</i>	0.2	251.2	419.0	2790	2870	2950	3071	3194	3276	3360	3487	3595
	<i>s</i>	0.0000	0.8307	0.1367	7.324	7.501	7.663	7.887	8.092	8.219	8.340	8.512	8.648
0.30	<i>v</i>	0.0010000	0.0010170	0.0010434	0.6512	0.7161	0.7802	0.8750	0.9690	1.032	1.094	1.187	1.264
	<i>h</i>	0.3	251.3	419.1	2783	2864	2946	3068	3192	3275	3359	3486	3594
	<i>s</i>	0.0000	0.8304	1.3066	7.126	7.306	7.470	7.695	7.902	8.030	8.151	8.324	8.460

## Приложение 3

## Параметры перегретого водяного пара

p, МПа		t=0°C	t=60°C	t=100°C	t=160°C	t=200°C	t=240°C	t=300°C	t=360°C	t=400°C	t=440°C	t=500°C	t=550°C
0.50	v	0.0009999	0.0010169	0.0010433	0.3839	0.4249	0.4644	0.5224	0.5794	0.6173	0.6548	0.7109	0.7576
	h	0.5	251.4	419.1	2767	2854	2937	3062	3188	3272	3356	3484	3592
	s	0.0000	0.8302	1.3063	6.864	7.056	7.224	7.454	7.662	7.791	7.913	8.086	8.223
0.70	v	0.0009998	0.0010168	0.0010432	0.0011020	0.2998	0.3290	0.3711	0.4124	0.4396	0.4667	0.5069	0.5403
	h	0.7	251.6	419.1	675.3	2844	2929	3056	3183	3268	3353	3482	3598
	s	0.0000	0.8301	1.3061	1.941	6.884	7.058	7.291	7.502	7.632	7.755	7.929	8.065
1.0	v	0.000999	60.001016	0.0010130	0.0011018	0.2060	0.2274	0.2578	0.2871	0.3065	0.3255	0.3539	0.3776
	h	1.0	251.8	419.3	675.4	2827	2918	3048	3177	3263	3349	3479	3588
	s	0.0000	0.8298	1.3068	1.941	6.692	6.877	7.116	7.330	7.461	7.585	7.761	7.898
1.6	v	0.0009994	40.001016	30.001042	60.0011013	0.0011565	0.1382	0.1585	0.1775	0.1899	0.2021	0.2201	0.2350
	h	1.6	252.2	419.7	675.7	852.4	2893	3030	3164	3253	3341	3472	3582
	s	0.0000	0.8296	1.3052	1.940	2.329	6.622	6.877	7.098	7.233	7.360	7.537	7.675
2.0	v	0.0009991	0.001016	0.0010424	0.001101	0.0011561	0.1084	0.1255	0.1410	0.1511	0.1609	0.1755	0.1875
	h	2.0	252.6	420.1	675.9	852.4	2875	3019	3156	3246	3335	3468	3578
	s	0.0000	0.8294	1.3048	1.939	2.328	6.491	6.757	6.985	7.122	7.251	7.429	7.569
3.0	v	0.0009986	0.0010157	0.0010419	0.0011004	0.0011551	0.06826	0.08119	0.09230	0.09929	0.1061	0.1161	0.1243
	h	3.0	253.5	420.9	676.4	852.6	2823	2988	3135	3229	3321	3456	3569
	s	0.0000	0.8290	1.3038	1.938	2.326	6.225	6.530	6.773	6.916	7.048	7.231	7.373
4.0	v	0.0009981	0.0010152	0.0010414	0.0010997	0.0011541	0.0012280	0.05888	0.06781	0.07337	0.07870	0.08642	0.09270
	h	4.0	254.4	42.7	677.0	853.0	1037.4	2955	3113	3211	3306	3445	3560
	s	0.0002	0.8282	1.3030	1.936	2.324	2.698	6.352	6.613	6.762	6.900	7.087	7.231
5.0	v	0.0009976	0.0010147	0.0010408	0.0010990	0.0011530	0.0012264	0.04539	0.05316	0.05781	0.06224	0.06858	0.07370
	h	5.1	255.3	422.5	677.7	853.6	1037.4	2920	3090	3193	3291	3433	3550
	s	0.0004	0.8273	1.3020	1.936	2.324	2.696	6.200	6.483	6.640	6.781	6.974	7.120
6.0	v	0.0009971	0.0010143	0.0010403	0.0010983	0.0011522	0.0012249	0.03620	0.04334	0.04742	0.05124	0.05667	0.06103
	h	6.1	256.1	423.3	678.4	854.0	1037.6	2880	3067	3174	3275	3421	3540
	s	0.0004	0.8268	1.3012	1.934	2.320	2.693	6.060	6.371	6.535	6.681	6.878	7.028
7.0	v	0.0009966	0.0010139	0.0010400	0.0010977	0.0011512	0.0012235	0.02948	0.03630	0.03997	0.04338	0.04817	0.05197
	h	7.1	256.9	424.1	679.0	854.5	1037.8	2835	3042	3155	3259	3409	3530
	s	0.0004	0.8263	1.3003	1.933	2.319	2.591	5.925	6.270	6.442	6.442	6.795	6.947

8.0	<i>v</i>	0.0009961	0.0010134	0.0010398	0.0010972	0.0011504	0.0012221	0.02429	0.03098	0.03438	0.03746	0.04177	0.04516
	<i>h</i>	8.1	257.8	424.9	679.6	855.0	1037.9	2784	3017	3135	3244	3397	3520
	<i>s</i>	0.0004	0.8260	1.2996	1.931	2.317	2.688	5.788	6.177	6.358	6.515	6.722	6.876
9.0	<i>v</i>	0.0009956	0.0010129	0.0010393	0.0010966	0.0011496	0.0012207	0.0014016	0.02678	0.03001	0.03286	0.03680	0.03988
	<i>h</i>	9.1	258.7	425.7	680.3	855.5	1038.1	1344.3	2989	3114	3227	3386	3510
	<i>s</i>	0.0004	0.8253	1.2988	1.930	2.316	2.686	3.249	6.089	6.280	6.443	6.656	6.813
10.0	<i>v</i>	0.0009951	0.0010125	0.0010386	0.0010956	0.0011482	0.0012185	0.0013970	0.02337	0.02646	0.02915	0.03281	0.03566
	<i>h</i>	10.1	259.6	426.5	681.0	856.0	1038.3	1342.2	2958	3093	3211	3372	3499
	<i>s</i>	0.0004	0.8247	1.2982	1.929	2.314	2.684	3.244	6.002	6.207	6.377	6.596	6.756
20.0	<i>v</i>	0.00099040	0.0010083	0.00103390	0.0010891	0.0011393	3.0012056	0.0013598	0.001824	0.00998	0.01224	0.01478	0.01653
	<i>h</i>	20.1	268.1	434.2	687.4	860.6	1040.3	1333.2	1739	2816	3019	3238	3390
	<i>s</i>	0.0013	0.8188	1.2909	1.919	2.299	2.664	3.204	3.876	5.553	5.847	6.144	6.339
30.0	<i>v</i>	0.0009857	0.00100410	0.0010293	0.0010825	0.0011305	0.0011931	0.0013311	0.001634	0.00283	0.00621	0.00869	0.01016
	<i>h</i>	30.1	276.5	441.9	693.6	865.4	1042.9	1329.0	1676	2155	2743	3073	3268
	<i>s</i>	0.0013	0.8140	1.2834	1.908	2.287	2.647	3.171	3.747	4.476	5.340	5.799	6.045

## Пересчет значений некоторых механических и тепловых величин

Величина	Значение величины в прежних системах измерения	Значение величины в единицах системы СИ
Частота вращения	1 об/с	1 с <sup>-1</sup>
Плотность	1 т/м <sup>3</sup>	1 · 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>
	1 кг/дм <sup>3</sup>	1 · 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>
	1 кг/л	1 · 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>
Удельный объем	1 м <sup>3</sup> /т	1 · 10 <sup>-3</sup> м <sup>3</sup> /кг
	1 см <sup>3</sup> /г	1 · 10 <sup>-3</sup> м <sup>3</sup> /кг
Массовый расход	1 кг/ч	278 · 10 <sup>-6</sup> кг/с
	1 кг/мин	16.7 · 10 <sup>-3</sup> кг/с
	1 т/ч	278 · 10 <sup>-3</sup> кг/с
Объемный расход	1 м <sup>3</sup> /ч	278 · 10 <sup>-6</sup> м <sup>3</sup> /с
	1 л/ч	278 · 10 <sup>-9</sup> м <sup>3</sup> /с
Сила, вес	1 кгс	9.80665 Н
	1 тс	9.80665 · 10 <sup>3</sup> Н
	1 дина	1 · 10 <sup>-5</sup> Н
Давление, механическое напряжение	1 бар	1 · 10 <sup>5</sup> Па
	1 кгс/см <sup>2</sup>	98.0665 · 10 <sup>3</sup> Па
	1 ат (атмосфера техническая)	98.0665 · 10 <sup>3</sup> Па
	1 атм (атмосфера физическая)	101.325 · 10 <sup>5</sup> Па
	1 кгс/м <sup>2</sup>	9.80665 Па
	1 кгс/мм <sup>2</sup>	9.80665 · 10 <sup>6</sup> Па
	1 мм вод. ст.	9.80665 Па
1 мм рт.ст.	133.322 Па	
Мощность	1 кгс·м/с	9.80665 Вт
	1 л.с.	735.499 Вт
Работа, энергия	1 кгс·м	9.80665 Дж
	1 л.с.·ч	2.648 · 10 <sup>6</sup> Дж
	1 Вт·ч	3.6 · 10 <sup>3</sup> Дж
	1 кВт·ч	3.6 · 10 <sup>6</sup> Дж
Удельная энтальпия	1 ккал	4.1868 · 10 <sup>3</sup> Дж
	1 ккал/кг	4.1868 · 10 <sup>3</sup> Дж/кг
Удельная внутренняя энергия	1 ккал/кг	4.1868 · 10 <sup>3</sup> Дж/кг
Удельная теплоемкость	1 ккал/(кг °С)	4.1868 · 10 <sup>3</sup> Дж/(кг·К)
Удельная энтропия	1 ккал/(кг·К)	4.1868 · 10 <sup>3</sup> Дж/(кг·К)

## Приложение 5

## Обозначение физических величин и их единиц измерения

Физическая величина	Обозначение	Единица	
		Наименование	Обозначение
Время	$\tau, t$	секунда	с
Давление	$p$	паскаль	Па
Количество вещества	$n$	моль	моль
Количество теплоты	$Q$	джоуль	Дж
Удельное количество теплоты	$q$	джоуль на килограмм	Дж/кг
Масса	$m$	килограмм	кг
Масса молярная вещества	$M$	грамм на моль	г/моль
Объем	$V$	кубический метр	м <sup>3</sup>
Объем молярный	$V_n$	дециметр кубический на моль	дм <sup>3</sup> /моль
Объем удельный	$V_m, v$	дециметр кубический на килограмм	дм <sup>3</sup> /кг
Плотность	$\rho$	килограмм на кубический метр	кг/м <sup>3</sup>
Работа	$W$	джоуль	Дж
Сила	$F, P$	ньютон	Н
Температура	$T, t$	кельвин, градус цельсия	К, °С
Теплоемкость	$C$	джоуль на кельвин	Дж/К
Теплоемкость удельная	$c_m$	джоуль на килограмм-кельвин	Дж/(кг·К)
Теплоемкость молярная	$C_n$	джоуль на моль-кельвин	Дж/(моль·К)
Энергия	$E$	джоуль	Дж
Внутренняя энергия	$U$	джоуль	Дж
Энтальпия	$H$	джоуль	Дж
Энтропия	$S$	джоуль на кельвин	Дж/К
Относительная атомная масса	$A_r$	—	—
Относительная молекулярная масса	$M_r$	—	—

# ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамович Г. Н.* Прикладная газовая динамика. 5-е изд. Часть 1. — М.: Наука, 1991. — 600 с.
2. *Алабовский А. Н., Недужий А. И.* Техническая термодинамика и теплопередача. — 3-е изд., перераб. и доп. — Киев: Выща школа, 1990. — 255 с.
3. *Александров Н. Е., Богданов С. И., Кукис В. С., Костин К. И., Олюнина Л. А., Прокопенко Н. И., Сакович А. И.* Основы теории тепловых процессов и машин. Часть 1. Омск: ГАБТУ, 2000. — 525 с.
4. *Александров Н. Е., Богданов С. И., Кукис В. С., Костин К. И., Олюнина Л. А., Прокопенко Н. И., Сакович А. И.* Основы теории тепловых процессов и машин. Часть 2. Омск: ГАБТУ, 2000. — 584 с.
5. *Боголюбов А. Н.* Творения рук человеческих. Естественная история машин. — М.: Знание, 1988. — 176 с.
6. *Браун Т., Лемей Г. Ю.* Химия — в центре наук: В 2-х частях. Пер. с англ. Ч.1. — М.: Мир, 1983. — 448 с.
7. *Браун Т., Лемей Г. Ю.* Химия — в центре наук: В 2-х частях. Пер. с англ. Ч.2. — М.: Мир, 1983. — 520 с.
8. *Бродянский В. М.* Вечный двигатель прежде и теперь. От утопии — к науке, от науки — к утопии. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 256 с.
9. *Гельффер Я.М.* История и методология термодинамики и статистической физики: В 2-х частях. Часть.1. — М.: Высшая школа, 1969. — 450 с.
10. *Гельффер Я.М.* История и методология термодинамики и статистической физики: В 2-х частях. Ч.2. — М.: Высшая школа, 1973. — 460 с.
11. *Джсанколи Д.* Физика: В 2-х томах. Т. 1: Пер. с англ. — М.: Мир, 1989. — 656 с.
12. *Джсанколи Д.* Физика: В 2-х томах. Т. 2: Пер. с англ. — М.: Мир, 1989. — 669 с.
13. *Драгуи В. Л., Конев С. В.* В мире тепла. — Минск: Навука и тэхніка, 1991. — 176 с.
14. *Кузовлев В. А.* Техническая термодинамика и основы теплопередачи. /Под ред. Л. Р. Стоцкого. 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Высшая школа, 1983. — 335 с.
15. *Лашутина Н. Г., Макашова О. В., Медведев Р. М.* Техническая термодинамика с основами теплопередачи и гидравлики. — Л.: Машиностроение, 1988. — 336 с.
16. *Ловинский С. И.* Теория авиационных двигателей: Учебник для техникумов. — М.: Машиностроение, 1982. — 223 с.
17. *Максимов Н. А., Секистов В. А.* Двигатели самолетов и вертолетов. — М.: Воениздат, 1977, — 343 с.
18. *Мацкерле Ю.* Современный экономичный автомобиль /Пер. с чеш. В. Б. Иванова. Под ред. А. Р. Бенедиктова. — М.: Машиностроение, 1987. — 320 с.
19. *Моравский А. В., Файн М. А.* Огонь в упряжке, или Как изобретают тепловые двигатели. — М.: Знание, 1990. (Жизнь замечательных идей). — 192 с.
20. *Нащожин В. В.* Техническая термодинамика и теплопередача. 3-е изд., испр. и доп. — М.: Высшая школа, 1980. — 469 с.
21. *Никитин Н. Н.* Курс теоретической механики. — М.: Высшая школа, 1990. — 607 с.
22. *Патрунов Ф. Г.* Ниже 120°С по Кельвину. — М.: Знание, 1989. — 176 с.

23. *Селиверстов В. М., Бажан П. И.* Термодинамика, теплопередача и теплообменные аппараты. — М.: Транспорт, 1988. — 287 с.
24. *Сморodinский А. Я.* Температура. 2-е изд., перераб. и дополн. — М.: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. — 192 с.
25. *Степин Б. Д.* Применение международной системы единиц физических величин в химии. — М.: Высшая школа, 1990. — 96 с.
26. Теплотехника. /А. П. Баскаков и др. 2-е изд., перераб. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 224 с.
27. Теплотехника. Учебник для вузов. /Под ред. В. Н. Луканина, авт. коллектив Луканин В. Н., Шатров М. Г., Камфер Г. М. и др. — М.: Высшая школа, 1999. — 671 с.
28. *Шапиро Л. С.* Сердце корабля. — Л.: Судостроение, 1990. — 144 с.
29. *Фен Дж.* Машины, энергия, энтропия: Пер. с англ. — М.: Мир, 1986. — 336 с.
30. *Хансуваров К.И., Цейтлин В.Г.* Техника измерения давления, расхода, количества и уровня жидкости, газа и пара. — М.: Изд. стандартов, 1990. — 287 с.
31. *Юдаев Б. Н.* Техническая термодинамика. Теплопередача. — М.: Высшая школа, 1988. — 479 с.
32. Эксергетические расчеты технических систем: Справочное пособие Бродянский В. М. и др. — Киев: Наукова думка, 1991. — 360 с.
33. *Ястржемский А.С.* Термодинамика и история ее развития. — М.: Энергия, 1965. — 250 с.

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Предисловие</b> .....	3
<b>Глава 1. Первые представления о тепловых машинах</b> .....	5
1.1. Превращение работы в теплоту .....	5
1.2. Превращение теплоты в работу. Первые тепловые машины .....	7
1.3. Применение паровых двигателей. Начало промышленной революции .....	30
1.4. От поршневой паровой машины к паровой турбине .....	33
1.5. Использование воздуха в качестве рабочего тела .....	61
1.6. «Вечные двигатели» первого рода, или двигатели, которые вечно не работают .....	70
Вопросы для самоконтроля .....	81
<b>Глава 2. Материя и энергия</b> .....	82
2.1. Предмет и метод технической термодинамики .....	82
2.2. Основные понятия, определения и положения .....	85
2.2.1. Материя и энергия .....	85
2.2.2. Кинетическая энергия .....	87
2.2.3. Потенциальная энергия .....	91
2.2.4. Внутренняя энергия .....	96
2.3. Атомистическая теория строения вещества .....	100
2.4. Атомные и молекулярные массы .....	103
2.5. Количество вещества .....	105
2.6. Физические состояния вещества .....	107
2.7. Молекулярно-кинетическая теория газов .....	110
2.8. Различие между температурой, теплотой и внутренней энергией .....	117
2.9. Измерение температуры. Температурные шкалы .....	120
Вопросы для самоконтроля .....	131
<b>Глава 3. Термодинамические системы. Параметры состояния термодинамических систем. Свойства идеальных и реальных газов</b> .....	132
3.1. Термодинамические системы .....	132
3.2. Состояние термодинамической системы. Параметры состояния термодинамической системы. Условия равновесия термодинамической системы .....	147
3.3. Тепловое равновесие тел. Нулевой закон термодинамики .....	168
3.4. Уравнение состояния идеального газа на молекулярном уровне .....	172
3.5. Основные газовые законы .....	176
3.5.1. Соотношение между давлением и объемом газа при постоянной температуре. Закон Бойля—Мариотта .....	176
3.5.2. Соотношение между объемом и температурой газа при постоянном давлении. Закон Гей-Люссака .....	180
3.5.3. Соотношение между давлением и температурой газа при постоянном объеме. Закон Шарля .....	184
3.5.4. Закон Авогадро .....	186
3.6. Уравнение состояния идеального газа на макроскопическом уровне .....	192
3.6.1. Уравнение Клапейрона .....	192

3.6.2.	Уравнение Менделеева .....	197
3.7.	Уравнение состояния смеси идеальных газов .....	200
3.7.1.	Способы задания состава газовых смесей .....	200
3.7.2.	Удельная газовая постоянная смеси газов .....	205
3.7.3.	Средняя (кажущаяся) молярная масса смеси газов .....	207
3.7.4.	Плотность газовой смеси .....	209
3.7.5.	Закон парциальных давлений Дальтона и парциальных объемов Амага .....	210
3.8.	Отклонение поведения реального газа от уравнения состояния идеального газа. Свойства реальных газов ..	211
3.9.	Уравнение состояния реального газа .....	214
3.9.1.	Уравнение состояния реального газа, предложенное Р. Клаузиусом .....	214
3.9.2.	Уравнение состояния реального газа, предложенное Д. Ван-дер-Ваальсом .....	215
3.9.3.	Анализ уравнения Ван-дер-Ваальса .....	218
3.9.4.	Другие уравнения состояния реального газа .....	225
	Вопросы для самоконтроля .....	227
<b>Глава 4.</b>	<b>Первый закон термодинамики как всеобщая форма закона сохранения энергии .....</b>	<b>228</b>
4.1.	Понятие термодинамического процесса. Равновесные и неравновесные процессы .....	228
4.2.	Работа как способ передачи энергии. Работа изменения объема (деформационная работа). Рабочая диаграмма .....	234
4.2.1.	Работа как способ передачи энергии .....	234
4.2.2.	Работа изменения объема газа при постоянном давлении ....	236
4.2.3.	Работа изменения объема газа при переменном давлении ....	247
4.2.4.	Рабочая (индикаторная) диаграмма .....	251
4.3.	Теплота как способ передачи энергии .....	255
4.4.	Эквивалентность теплоты и работы. Конец теплородной теории теплоты .....	263
4.5.	Первый закон термодинамики для закрытой термодинамической системы .....	273
4.6.	Теплоемкость тела и ее виды .....	286
4.6.1.	Понятие теплоемкости тела .....	286
4.6.2.	Теплоемкость идеального газа при постоянном объеме .....	294
4.6.3.	Теплоемкость идеального газа при постоянном давлении ....	299
4.6.4.	Зависимость теплоемкости идеального газа от температуры ..	304
4.6.5.	Определение средней теплоемкости газа .....	306
4.6.6.	Теплоемкость смеси газов .....	312
4.7.	Энтальпия и энтропия как функции состояния идеального газа ....	313
4.7.1.	Энтальпия рабочего тела .....	313
4.7.2.	Энтропия. Тепловая диаграмма .....	321
	Вопросы для самоконтроля .....	327
<b>Глава 5.</b>	<b>Анализ термодинамических процессов с идеальным газом .....</b>	<b>328</b>
5.1.	Задачи и методика анализа процесса. Общие аналитические зависимости .....	328
5.2.	Основные термодинамические процессы с идеальным газом .....	333
5.2.1.	Изохорный процесс .....	333
5.2.2.	Изобарный процесс .....	335
5.2.3.	Изотермический процесс .....	338
5.2.4.	Адиабатный процесс .....	341
5.2.5.	Полиτροпный процесс и его обобщающее значение .....	346
5.3.	Смешение газов .....	359
	Вопросы для самоконтроля .....	360

<b>Глава 6. Термодинамические свойства воды и водяного пара.</b>	
<b>Основные процессы изменения состояния водяного пара</b> .....	361
6.1. Общие сведения о воде и ее свойствах .....	361
6.2. Водяной пар и его характеристики. Основные понятия и определения	363
6.3. Анализ трех стадий получения перегретого пара .....	384
6.3.1. Задачи анализа .....	384
6.3.2. Процесс подогрева воды до температуры насыщения (кипения)	385
6.3.3. Процесс парообразования .....	389
6.3.4. Процесс перегрева пара .....	399
6.4. Диаграмма водяного пара в координатах энтропия-энтальпия .....	401
6.5. Основные термодинамические процессы изменения состояния водяного пара .....	405
6.5.1. Общие сведения .....	405
6.5.2. Изохорный процесс .....	409
6.5.3. Изобарный процесс .....	412
6.5.4. Изотермический процесс .....	414
6.5.5. Адиабатный процесс .....	416
6.6. Термодинамические свойства влажного воздуха .....	418
6.6.1. Общие сведения .....	418
6.6.2. Основные понятия и определения .....	419
6.6.3. Диаграмма влажного воздуха в координатах влагосодержание — энтальпия .....	428
6.6.4. Основные процессы с влажным воздухом .....	432
Вопросы для самоконтроля .....	433
<b>Глава 7. Термодинамические основы анализа потока газов и паров</b> .....	434
7.1. Общие сведения .....	434
7.2. Уравнение первого закона термодинамики для стационарного потока газа .....	437
7.3. Нагнетание газов .....	448
7.3.1. Машины для нагнетания газов .....	448
7.3.2. Рабочий процесс идеального одноступенчатого поршневого компрессора .....	455
7.3.3. Расчет идеализированного одноступенчатого поршневого компрессора объемного сжатия .....	463
7.3.4. Рабочий процесс идеализированного многоступенчатого компрессора объемного сжатия .....	466
7.3.5. Рабочий процесс реального компрессора объемного сжатия ..	471
7.4. Истечение газов и паров через каналы различной формы .....	473
7.4.1. Уравнение неразрывности газового потока .....	473
7.4.2. Скорость истечения газа .....	474
7.4.3. Расход газа через канал .....	476
7.4.4. Выбор формы канала для истечения газа .....	477
7.4.5. Расчет истечения газа графическим методом .....	496
7.4.6. Действительный процесс истечения газов и паров .....	498
7.4.7. Рабочий процесс компрессора динамического сжатия .....	499
7.4.8. Рабочий процесс турбинной ступени .....	509
7.4.9. Неустойчивая работа компрессора .....	521
7.5. Параметры заторможенного потока газа .....	526
7.6. Газовый эжектор .....	530
7.7. Дросселирование газов .....	534
7.8. Измерение расхода газа .....	544
Вопросы для самоконтроля .....	547
<b>Приложения</b> .....	548
<b>Литература</b> .....	556

Современный инженер должен ощущать, понимать и знать рамки объективных законов природы, чтобы правильно построить свою профессиональную деятельность.

Одна из целей данного учебного пособия состоит именно в том, чтобы осветить основные положения современной науки, в рамках которой возможно верное истолкование наиболее общих закономерностей развития технической мысли, т.е. фундаментальных основ создания машин.

В первой части книги рассматриваются вопросы становления науки о тепловых машинах, видах энергии и способах ее передачи. Показана фундаментальная сущность первого закона термодинамики как всеобщего закона сохранения энергии. Раскрывается физическая сущность и анализ процессов, происходящих с идеальным и реальными газами в условиях закрытых и открытых термодинамических систем.

Всем интересующимся вопросами становления и развития теории тепловых машин, в том числе и двигателей внутреннего сгорания (поршневых, газотурбинных, реактивных и ракетных).

ISBN 5-94774-447-3



9 785947 744477

интернет-мага

**OZON.**



39244698