

Министерство образования и науки Российской Федерации

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники

А.С. Апкарьян

ТЕПЛОФИЗИКА

Учебное пособие

Томск
Издательство ТУСУРа
2022

УДК [536+621.1.01](075.8)

ББК 22.36я73

A764

Рецензенты:

Зуев Л. Б., заведующий лабораторией «Физика прочности»

ИФПМ СО РАН, д-р физ.-мат. наук, профессор.

Кульков С. Н., заведующий лабораторией, советник директора
ИФПМ СО РАН, доктор физико-математических наук, профессор.

Автор:

Апкарьян А.С.

Апкарьян, Афанасий Саакович

A764 Теплофизика: учеб. пособие / А.С. Апкарьян. – Томск: Изд-во
Томск. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники, 2022. – 196 с.

ISBN 978-5-86889-915-7

Представлены основные сведения о всех видах топлива, их теплофизические свойства, методика расчета процесса горения и современные способы переработки. Изложены основы технической термодинамики и теории теплообмена. Рассмотрены принципы работы тепловых двигателей, паровых и газовых турбин, двигателей внутреннего сгорания и компрессоров.

Приведены примеры решения типовых задач с ответами и контрольные вопросы, позволяющие проконтролировать усвоение теоретического материала.

Учебное пособие разработано для студентов всех направлений и уровней
подготовки

Печатается по решению научно-методического совета ТУСУРа
(протокол № 5 от 24.06.2021 г.).

УДК [536+621.1.01](075.8)

ББК 22.36я73

ISBN 978-5-86889-915-7

© Апкарьян А. С., 2022

© Томск. гос. ун-т систем упр.
и радиоэлектроники, 2022

Оглавление

Введение.....	3
1 ТОПЛИВО И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ	
1.1 Твердое топливо	7
1.2 Жидкое топливо	14
1.3 Газообразное топливо	18
1.4 Химический состав топлива.....	25
1.5 Теплота сгорания топлива.....	29
1.6 Расчет процесса горения топлива.....	31
Контрольные вопросы	39
2 ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА	
2.1 Рабочее тело и основные законы идеального газа.....	41
2.1.1 Предмет термодинамики.....	41
2.1.2 Агрегатное состояние вещества. Идеальный газ.....	42
2.1.3 Рабочее тело и параметры его состояния.....	43
2.1.4 Уравнение состояния идеального газа	46
2.1.5 Уравнение состояния реального газа.....	48
2.2 Газовые смеси.....	49
2.2.1 Способы задания смеси.....	49
2.2.2 Свойства смеси.....	50
2.3 Теплоемкость	53
2.4 Первый закон термодинамики	55
2.4.1 Основные понятия	55
2.4.2 Формулировка первого закона термодинамики и его следствие	61
2.4.3 Энтропия	62
2.4.4 Энтальпия	64
2.5 Термодинамические процессы изменения состояния идеального газа.....	65
2.5.1 Изохорный процесс.....	65
2.5.2 Изобарный процесс.....	67
2.5.3 Взаимное расположение изохоры и изобары на Ts -диаграмме	68
2.5.4 Изотермический процесс	69
2.5.5 Адиабатный процесс.....	71
2.5.6 Взаимное расположение изотермы и адиабаты на Ts -диаграммах	74
2.5.7 Политропный процесс	76
2.6 Второй закон термодинамики.....	77
2.6.1 Круговой процесс теплового двигателя	77

2.6.2	Прямой цикл Карно.....	79
2.6.3	Обобщенный (регенеративный) цикл Карно	82
2.6.4	Обратный цикл Карно	83
2.6.5	Сущность второго закона термодинамики.....	85
2.7	Водяной пар	86
2.7.1	Процесс парообразования	86
2.7.2	Процесс парообразования на $p\nu$ -диаграмме.....	89
2.7.3	Процесс парообразования на Ts -диаграмме.....	93
2.7.4	Определение параметров состояния воды и водяного пара	96
2.7.5	Is -диаграмма	99
2.8	Истечение и дросселирование газового потока	101
2.8.1	Истечение газа из сопла	101
2.8.2	Дросселирование потока газа	110
2.9	Цикл паросиловой установки.....	112
	Контрольные вопросы.....	118
3	ОСНОВЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ	
3.1	Процессы теплообмена	119
3.2	Теплопроводность	120
3.2.1	Основные понятия.....	120
3.2.2	Теплопроводность стенки	122
3.3	Конвективный теплообмен.....	126
3.3.1	Основные понятия.....	126
3.3.2	Понятие о пограничном слое	132
3.3.3	Уравнение Ньютона – Рихмана. Коэффициент теплоотдачи.....	134
3.3.4	Дифференциальное уравнение теплоотдачи	136
3.4	Теплообмен излучением	137
3.4.1	Основные понятия.....	137
3.4.2	Основные законы теплового излучения	140
3.5	Теплопередача и понятия о теплообменных аппаратах.....	144
	Контрольные вопросы.....	147
4	ПОРШНЕВЫЕ ДВИГАТЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ	
4.1	Основные понятия и определения	148
4.2	Двигатели с внешним смесеобразованием	152
4.3	Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания	156
4.4	Циклы действительных двигателей.....	161
4.5	Мощность и КПД двигателей	167
4.6	Тепловой баланс двигателя	170

5 ПАРОВЫЕ ТУРБИНЫ И ГАЗОТУРБИННЫЕ УСТАНОВКИ	
5.1 Устройство паровой турбины	172
5.2 Рабочий процесс в паровой турбине	174
5.3 Турбины со ступенями скорости и давления	181
5.4 Мощность и КПД паровой турбины	185
5.5 Классификация паровых турбин	188
5.6 Конденсационные устройства.....	189
5.7 Газотурбинные установки	190
Контрольные вопросы	193
Список рекомендуемой литературы	194
Приложение А (справочное). Средние теплоемкости воздуха и газов (кДж/(м ³ ·°С)	199

Введение

Тепловые устройства получили широкое распространение в самых различных областях науки и техники. Metallургия, машиностроение, энергетика, производство строительных материалов и другие отрасли промышленности немыслимы без использования тепловых агрегатов. Современные тепловые агрегаты представляют собой сложные, высокомеханизированные и автоматизированные производственные устройства. Теплофизические и технологические процессы, протекающие в них, сложны и многообразны. Поэтому без глубокого понимания физической сущности происходящих явлений и без достаточной теоретической подготовки невозможно решать сложные инженерные задачи, связанные с конструированием и эксплуатацией тепловых агрегатов.

Цель преподавания дисциплины «Теплофизика» – теоретически и практически подготовить специалистов, владеющих методами получения, преобразования, передачи и использования теплоты, способных выбирать и эксплуатировать необходимое оборудование отраслей промышленности. При этом особое внимание уделяется максимальной экономии теплоэнергетических ресурсов и материалов, интенсификации технологических процессов, выявлению и использованию вторичных энергоресурсов, защите окружающей среды и безопасности людей.

Задачей курса является формирование у студентов знаний основ преобразования энергии, законов термодинамики и тепло-массообмена, термодинамических процессов и циклов, свойств существенных для отрасли рабочих тел, характеристик топлива, теории горения, энерготехнологии, энергосбережения, принципов работы тепловых и теплообменных аппаратов, теплосиловых установок. Дисциплина дает также знания по основным принципам обеспечения жизнедеятельности и безопасности при работе на тепловых и холодильных установках.

1 ТОПЛИВО И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ

1.1 Твердое топливо

Естественное твердое топливо

Общим для всех видов естественного твердого топлива является их агрегатное состояние и условия происхождения. Различают три химических возрастных стадии твердых ископаемых – торфяную, бурогольную, каменноугольную. Твердое топливо характеризуется химическим составом, содержанием влаги и летучих веществ, зольностью, количеством серы и теплотой сгорания. В таблице 1.1 показаны элементарный состав и теплота сгорания твердого топлива. Влажность твердого топлива определяет эффективность его использования.

Таблица 1.1 – Характеристика твердого топлива

Вид топлива	Состав органической массы, %			Теплота сгорания органической массы, кДж/кг
	С	Н	О	
Древесина	50	6	44	18840
Торф	55–60	5,5–6,0	35–39	5000–5700
Бурые угли	67–78	5,0	17–28	27200–30900
Каменные угли	80–96	2–5	2–15	31800–36400

Летучие вещества выделяются из топлива при его термическом разложении. Летучие вещества играют весьма важную роль в процессе сгорания твердого топлива, так как они воспламеняются первыми и способствуют развитию процесса горения.

Твердое топливо содержит негорючие элементы, составляющие основу золы. Чем больше количество негорючих элементов, чем больше зольность, тем ниже качество топлива.

Сера – крайне вредная примесь твердого топлива. При сжигании топлива, в состав которого входит сера, образуется диоксид серы SO_2 , являющийся очень сильным окислителем. Наличие SO_2

в продуктах сгорания наносит вред технологическим процессам, оборудованию и экологии.

Древесное топливо

Древесина – это твердое топливо, используемое преимущественно в быту и мелких котельных установках. Широко применяются отходы деревообделочного производства: горбыли, щепы, стружки, опилки, кора и др. Дрова применяют реже и в основном в быту.

Это объясняется низкими теплофизическими характеристиками древесины и ее ценностью как строительного материала. Древесина характеризуется высокой влажностью. Влажность воздушно-сухих дров не превышает 25 %, полусухих – 35 %, свежесрубленных – 50 %. Опилки обычно имеют влажность 45–60 %. К полусухим относят дрова весенней заготовки, пролежавшие не менее 6 месяцев после рубки, в том числе не менее двух летних месяцев. К сухим относят дрова, пролежавшие после рубки около года в лесу, влажность которых не превышает 30 %.

Древесное топливо характеризуется высоким выходом летучих горючих веществ – до 85 %, и незначительным содержанием золы – в среднем до 1 %, лишь в сплавных дровах зольность повышается до 5 %. Следовательно, балласт дров определяется в основном их влажностью, от которой и зависит теплота сгорания. Теплота сгорания мало зависит от породы дров, что видно из таблицы 1.2.

Таблица 1.2 – Органический состав древесины

Порода	Органический состав, %				Выход летучих веществ, %	Теплота сгорания	
	С°	Н°	О°	Н°		МДж/кг	ккал/кг
Лиственная	50,5	6,1	42,8	0,6	85	18,67	4460
Хвойная	51	6,15	42,25	0,6	85	19,1	4560
Смешанная	51	6,1	42,3	0,6	85	18,9	4510

Теплота сгорания древесины основных пород в значительной мере зависит от влажности и находится в пределах 18675–19193 кДж/кг. Зольность древесины составляет 2–6 %. Для

древесины характерен высокий выход летучих веществ (80–90 % на органическую массу). Положительным является низкое содержание серы.

Рабочий состав и теплота сгорания древесных отходов (щепы, опилок и др.) не отличаются от состава древесины, из которой они получены.

При пониженной теплоте сгорания дрова имеют преимущества: легкую воспламеняемость, отсутствие серы и малую зольность, что позволяет ограничиваться простыми топочными устройствами, работающими эффективно.

Для сжигания опилок требуются более сложные топочные устройства, например пиролизного типа.

Торф

Торф занимает промежуточное значение между древесиной и каменным углем. Торф как топливо по своим свойствам близок к дровам. Влажность торфа колеблется в зависимости от способа добычи, условий сушки и хранения от 30–40 до 50–55 %. Влажность фрезерного торфа выше кускового примерно на 5–10 %. Зольность торфа (A^p), добываемого в центральных областях России, колеблется от 7 до 15 %.

Теплота сгорания

$$Q_{\text{нр}} = 8,38\text{--}10,72 \text{ МДж/кг (3511--4492 ккал/кг)}.$$

Состав органической массы торфа колеблется в широких пределах и зависит от возраста и района залегания. Торф широко применяют как местное топливо, заменяющее большое количество древесины.

Торф по способу добычи подразделяют на три основных вида:

- машинно-формовочный (багерный);
- гидравлический;
- фрезерный.

При машинно-формовочном способе добычи торфяная масса забирается из торфяного карьера экскаваторами (багерами) и подается на специальные прессы, где получает форму ленты, кото-

рая разрезается на отдельные кирпичи, а затем их транспортерами распределяют по полю сушки, после чего складывают в штабеля.

Гидравлический способ добычи торфа основан на размывке торфяного массива струей воды, идущей под сильным напором. Получающаяся жижа – пульпа – пропускается через специальные растиратели, перекачивается насосами на площадку, где и высушивается. Высушенная торфяная масса особыми машинами нарезается на кирпичи.

Фрезерный способ добычи торфа заключается в том, что торфяное болото последовательно разрабатывается – вспахивается специальными машинами на глубину от 5 до 35 мм. Получаемая торфяная крошка подсушивается, а затем складывается в штабеля.

Бурые угли

Бурые угли следует рассматривать как этап завершения превращений растительного материала. В буром угле нет остатков растений, хотя молодой бурый уголь трудно отличить от торфа. По своей структуре бурые угли отличаются повышенным содержанием балласта и необычно высокой гигроскопичностью, вследствие чего их влажность составляет $W^P = 17-55 \%$. Бурые угли не спекаются, отличаются большим выходом летучих веществ ($V^T = 33,5-58,5 \%$) на горючую массу и зольностью на сухую массу ($A^c = 10,5-34 \%$), высоким содержанием серы (0,6–5,9 %). Теплота сгорания бурых углей зависит от содержания углерода. Они способны самовозгораться при длительном хранении. Рабочая теплота сгорания $Q_H^P = 10,7-17,5$ МДж/кг (4177 ккал/кг). Бурым углям свойственна низкая механическая прочность. Поэтому их нецелесообразно транспортировать на большие расстояния. Обычно их используют на предприятиях, которые расположены недалеко от месторождений. На бурых углях работают некоторые электростанции страны.

Каменные угли

Каменным углем называют осадочную породу, образующуюся при разложении остатков растений (древовидных папоротников, хвощей и плаунов, а также первых голосеменных растений). Основные запасы каменного угля, добываемого в настоящее

время, образовались в период палеозоя, около 300–350 миллионов лет назад. Каменный уголь добывается уже несколько столетий и является одним из наиболее важных полезных ископаемых. Используется в качестве твердого топлива. Каменный уголь состоит из смеси высокомолекулярных ароматических соединений (преимущественно углерода), а также воды и летучих веществ с небольшим количеством примесей. В зависимости от состава угля меняется количество теплоты, выделяющееся при его сгорании, а также количество образующейся золы. От их соотношения зависит ценность угля и его месторождений.

Для образования полезного ископаемого необходимо, чтобы гниющий растительный материал накапливался быстрее, чем происходило его разложение. Именно поэтому каменный уголь образовывался в основном на древних торфяных болотах, где накапливались углеродные соединения, а доступ кислорода практически отсутствовал. Исходным материалом для возникновения угля является торф. Уголь образуется в том случае, если пласты торфа оказываются под другими наносами. Торф при этом спрессовывается, теряет газы и воду, в результате чего образуется уголь. От того, на какой глубине находятся угленосные породы, зависит способ добычи угля. Если уголь залегает на глубине до 100 м, то его добыча ведется открытым способом. Так называется снятие верхнего слоя земли над месторождением, в результате чего полезное ископаемое оказывается на поверхности. Для добычи с большой глубины используется шахтовый метод, при котором доступ к полезным ископаемым осуществляется посредством создания специальных подземных ходов – шахт. Самые глубокие угольные шахты в России находятся на расстоянии около 1200 м от поверхности.

Наиболее крупные месторождения каменного угля в России:

- Эльгинское месторождение (Саха). Это угольное месторождение находится на юго-востоке Республики Саха (Якутия) в 415 км к востоку от города Нерюнгри и является наиболее перспективным для открытой разработки. Площадь месторождения составляет 246 км²;

- Элегестское месторождение (Тува). Расположено в Республике Тува. Это месторождение обладает запасами около 20 миллиардов тонн. Большая часть запасов (около 80 %) находится в одном пласте толщиной 6,4 м;

- Минусинский угольный бассейн. Он располагается в Минусинской котловине в Республике Хакасия. Добыча угля здесь началась еще в 1904 году. К наиболее крупным месторождениям относятся Черногорское и Изыхское. По оценкам геологов, запасы угля на данной территории составляют 2,7 миллиарда тонн. В бассейне преобладают каменные длиннопламенные угли с высокой теплотой сгорания. Угли относятся к среднезольным. Максимальная зольность характерна для углей Изыхского месторождения, минимальная – для углей Бейского месторождения. Добыча угля в бассейне ведется разными способами: существуют как разрезы, так и шахты;

- Кузнецкий угольный бассейн (Кузбасс). Это одно из крупнейших угольных месторождений мира. Кузбасс располагается на юге Западной Сибири в неглубокой котловине между горными массивами Кузнецкого Алатау, Горной Шории и Салаирским кряжем. Первое месторождение в районе Кемерово было открыто в 1721 году, а в 1842 году геологом Чихачёвым был введен термин «Кузнецкий угольный бассейн». Добыча здесь также ведется разными способами. На территории бассейна располагается 58 шахт и более 30 разрезов. По качеству угли Кузбасса разнообразны и относятся к числу лучших. Угленосная толща Кузнецкого угольного бассейна состоит примерно из 260 угольных пластов различной мощности, неравномерно распределенных по разрезу. Преобладающая мощность пластов угля от 1,3 до 4,0 м, но имеются и более мощные пласты в 9–15 и даже в 20 м, а в некоторых местах до 30 м.

Максимальная глубина угольных шахт не превышает 500 м (средняя глубина около 200 м). Средняя мощность разрабатываемых угольных пластов 2,1 м, но до 25 % шахтной добычи угля приходится на пласты свыше 6,5 м.

Для промышленности большое значение имеют сорта угля, направляемые на коксование для металлургии и на теплоэнерге-

тические установки – электростанции и котельные. В таблице 1.3 даны характеристики углей Кузнецкого бассейна.

Таблица 1.3 – Характеристика углей Кузнецкого бассейна

Месторождение	Марка угля	Рабочая масса топлива, %							Q_p^H , кДж/кг	V^G , %
		W	A	S ₀	C	H	N	O		
Кемеровское	К, ПС, СС, Г	9,0	15,5	0,5	64,9	3,8	1,5	4,8	25098	29
Ленинское-Кузнецкое	Г, Д	10,0	5,0	0,4	67,2	4,7	2,0	10,7	26397	40
Прокопьевско-Киселёвское	К, ПС СС, Г	7,0	7,4	0,4	71,0	4,5	2,0	7,7	27821	30

Кузнецкие угли малозольные и, что особенно ценно, мало-сернистые. Запасы угля в Кузнецком бассейне превышают 900 млрд т. В основном здесь преобладают газовые и полугазовые угли. На коксовые и жирные угли приходится около 6 % от общегеологических запасов бассейна. Кузнецкий бассейн является основной базой коксующихся углей для уральской и сибирской металлургии.

Большую роль в снабжении топливом предприятий страны играют месторождения Кизеловского района Печорского бассейна. Огромные запасы угля найдены в различных районах Восточной Сибири (Канско-Ачинское месторождение) и Дальнего Востока.

Горючие сланцы

Горючая масса сланцев характеризуется высоким содержанием водорода (до 8–10 %). Это значительно больше, чем в горючей массе других твердых топлив (в дровах, торфе, бурых углях около 6 %, в каменных углях 2–6 %). Благодаря содержанию такого количества водорода и около 60–70 % углерода теплота сгорания горючей массы сланцев высокая – от 27654 до 33520 кДж/кг. Однако теплота сгорания рабочего топлива очень невелика, так как в состав сланцев входит большое количество минеральной массы,

значительную часть которой составляют карбонаты. Из-за низкой теплоты сгорания рабочей массы горючие сланцы рассматривают как топливо местного значения. При нагревании горючих сланцев без доступа воздуха можно получить значительное количество смолы и газа. После распада СССР добыча сланцев в РФ осуществлялась только в Ленинградской области в районе города Сланцы – российской части Прибалтийского бассейна.

Искусственное твердое топливо

Кокс. Кокс образуется из каменного угля (коксуемых углей) в результате сухой перегонки (нагрева без доступа воздуха) в камерах коксовальных печей. При этом из угля удаляются летучие вещества. В рабочем составе кокса содержится около 83–86 % углерода, 9–10 % золы и 4–5 % влаги. Средняя теплота сгорания кокса 28000 кДж/кг.

Термоантрацит. Каменный уголь – антрацит – подвергают особой термической обработке, в результате получают топливо, удовлетворяющее требованиям металлургии. Предварительную термическую обработку антрацита ведут в шахтных печах при продувании водяным паром. При термообработке содержание влаги в антраците снижается с 3,5 до 0,2%, водорода – с 1,2–1,4 до 0,2–0,4 %, кислорода и азота – с 1,6–2,9 % до 1,0–1,6 %, серы – с 1,5–2,0 до 0,9–1,0 %.

Термоантрацит характеризуется большой пористостью и вместе с тем высокой механической прочностью по сравнению с антрацитом. Реакционная способность термоантрацита выше, чем исходного антрацита, но ниже, чем кокса.

1.2 Жидкое топливо

Естественное жидкое топливо

К естественному жидкому топливу относится только сырая нефть, которую как топливо используют в ограниченном количестве, потому что переработка нефти дает неизмеримо более высокий экономический эффект, чем использование ее в сыром виде.

В настоящее время эксплуатируются мощные месторождения нефти на обширной территории между Волгой и Уралом, а также в Западной Сибири. Большую часть нефти добывают в Башкирии, Татарии, Самарской, Волгоградской, Пермской и Тюменской областях. Благодаря широкому применению прогрессивных методов добычи нефти себестоимость ее значительно ниже себестоимости каменного угля. Нефть на перерабатывающие ее заводы транспортируют по нефтепроводам. В таблице 1.4 представлены мировые запасы нефти, ее производство и потребление, а на рисунке 1.1 показана карта основных месторождений нефти в России.

Таблица 1.4 – Мировые запасы нефти, ее производство и потребление, % к мировым

Регион	Запасы	Производство	Потребление
Россия	5	10	4
США	3	10	26
Китай	2	1	7
EU15	1	4	18
EU25	1	4	20
Ближний Восток	65	30	6
Северная и Латинская Америка	15	28	37
ОЭСР	8	28	62
ОПЕК	78	41	н.д.
<i>Источники:</i> BP Statistical Review of World Energy. L., 2002; расчеты К. Лиухто			



Рисунок 1.1 – Нефтяные месторождения Российской Федерации

Искусственное жидкое топливо

Основную массу искусственного жидкого топлива составляют продукты переработки сырой нефти.

Бензин представляет собой жидкое топливо, состоящее из наиболее легкокипящих фракций нефти (температура кипения до 200 °С). Плотность бензина, получаемого из нефти различных месторождений, колеблется в пределах 0,72–0,76. Элементарный состав бензина зависит от содержания в нем различных углеводородов. В среднем можно считать, что бензин состоит из 85 % углерода и 15 % водорода. Низшая теплота сгорания составляет около 41900 кДж/кг. Температура вспышки бензина очень низкая, что объясняется высокой упругостью его паров при низких температурах. Бензин служит топливом для авиационных и автомобильных двигателей.

Несколько более высокой температурой кипения отличается **керосин** – выше 250 °С. Плотность керосина 0,800–0,833. При дальнейшем повышении температуры из него отгоняется **соляровый дистиллят**.

В зависимости от типа нефти выход легких фракций при перегонке составляет 25–30 %. Остальная часть – это тяжелые фракции, объединяемые общим названием мазут.

Мазут имеет широкое применение в российской промышленности.

Мазуты различного происхождения по элементарному составу мало отличаются друг от друга и содержат 86,3–87,1 % C^r, 12,3–13,1 % H^r, 0–0,35 % O^r, 0–0,5 % N^r и 0–10 % W^p.

Содержание серы в мазуте, получаемом из малосернистой нефти, составляет 0,5 %, а в мазуте, получаемом из высокосернистой нефти, – около 4 %. Нефтеперерабатывающие заводы выпускают мазут в основном марок 40, 100, 200 (таблица 1.5).

Важными показателями, характеризующими качество мазута, являются температура застывания и вязкость. Вязкость в значительной степени снижается при повышении температуры нефтепродукта. Поэтому для обеспечения возможности перекачивания и сжигания в форсунках вязкие мазуты приходится предварительно подогревать до 70–80 °С. Низшая теплота сгорания мазута в зависимости от его состава и содержания влаги колеблется в пределах 35615–39805 кДж/кг.

Таблица 1.5 – Физические свойства мазута

Параметр	Марка мазута		
	40	100	200
Вязкость при 80 °С	8	15,5	6,5 – 9,5
Температура вспышки, °С, не ниже	90	110	140
Температура застывания, °С, не ниже	10	25	35

Огромное значение жидкого топлива заставляет искать пути для замены нефти другими видами горючих ископаемых, которые можно использовать для получения моторного топлива. Существует ряд методов переработки твердого топлива: полукоксование, гидрогенизация, синтез углеводородов и др.

В качестве заменителя мазута, особенно в виде добавки к газообразному топливу (для увеличения излучательной способно-

сти факела), нередко применяют смолы, получаемые как продукт переработки твердых топлив (таблица 1.6).

Таблица 1.6 – Характеристики смол

Наименование	Плотность при 20 °С	Вязкость при 50 °С	Горючая масса				Балласт		Q_p^H , кДж/кг
			C ^Г	H ^Г	S ^Г	N ^Г + O ^Г	W ^P	A ^P	
Каменноугольная смола	1,04–1,2	24	90	7	1	2	До 5	До 1	35615
Буроугольная смола	1,10	55	83	7	2	8	До 5	До 1	33520

1.3. Газообразное топливо

Природный газ

Природный газ – это важнейший вид газообразного топлива. Количество используемого в России природного газа в несколько раз превышает потребление всех других видов газообразного топлива вместе взятых.

Природный газ по сравнению с другими видами топлива имеет ряд весьма существенных преимуществ:

- производительность труда при его добыче примерно в 5 раз выше, чем при добыче нефти, и в 35 раз выше, чем при шахтной добыче угля;
- себестоимость добычи этого газа значительно ниже, чем других видов топлива;
- при использовании газа в качестве топлива не требуется сложной и дорогостоящей переработки;
- высокая теплотворная способность позволяет эффективно применять его в качестве технологического и энергетического топлива;
- полное отсутствие серы;
- отсутствие в составе токсичного оксида углерода;
- высокая теплота сгорания;
- при его сжигании не загрязняется атмосфера.

Месторождения природного газа – это совокупность залежей, охватывающих площади, измеряемые тысячами квадратных километров.

- **Уренгойское.** Месторождение газа, расположенное на территории Ямало-Ненецкого округа, вблизи поселка Уренгой. Сейчас там современный город – Новый Уренгой, город нефтяников и газовиков. Это месторождение самое крупное в России (более 1300 скважин), а также считается одним из старейших газовых промыслов в стране.

Уренгойские углеводородные ресурсы исчерпаны уже на 70 %, общий их объем оценивался в 10,9 трлн кубометров. Сейчас все усилия направлены на то, чтобы развить добычу газа из глубины Ачимовских отложений – самой глубокой и труднодоступной залежи углеводородов.

- **Ямбургское.** Месторождение, пролегающее за полярным кругом, в субарктической зоне Ямала, обнаружено в 1969 году. Ямбургский газ находится на глубине 1–3 км, где первые 400 м – пласт вечной мерзлоты. Общие геологические запасы оценены в 8,2 трлн кубометров.

- **Бованенковское.** Бованенково расположено вблизи побережья Карского моря. Вокруг него лишь бескрайняя тундра, редкие поселения ненцев и олени стада. Это месторождение еще совсем юное, начало его работы приходится на 2012 год. Пока что на месторождении только 743 скважины, вдвое меньше, чем на Уренгойском, но, поскольку оно расположено над Ачимовскими залежами, считается очень перспективным. Сегодня запасы газа в Бованенково оцениваются в 4,9 трлн кубометров.

- **Штокмановское.** Это месторождение газоконденсатного типа, названное в честь научно-исследовательского судна «Профессор Штокман». Оно находится посреди Баренцева моря, в шельфовой зоне между Мурманском и островом Новая Земля. Глубина моря здесь составляет около 340 м. Чрезвычайно богато как природным газом, так и газовым конденсатом. Объем его ресурсов оценен в 3,94 трлн кубометров и 56 миллионов тонн.

- **Ковыктинское.** Крупнейшее месторождение в Восточной Сибири. Его площадь насчитывает 1500 км². В настоящее время находится на стадии разведывания. Является ресурсной базой газопровода «Сила Сибири».
- **Ленинградское.** Гигантское месторождение, расположенное на юго-западе Карского моря. Разведанный объем газа приравнивается к 3 трлн кубометров. Природный газ здесь выкачивается из Сенманской толщи и, несмотря на достаточно глубокое залегание слоев (1,7–2,6 км), добывается достаточно легко.
- **Русановское.** Это месторождение также классифицируется как гигантское. Запасы газа здесь оцениваются лишь в 779 млрд кубометров, однако из-за многопластовости, присущей этому участку, трудно утверждать наверняка, и есть предположение, что их здесь не менее 3 трлн кубометров. Богато Русановское также газовым конденсатом, которого здесь насчитали около 8 миллионов тонн. Месторождение находится на территории юго-западной части Карского моря, в 70 км от Ленинградского месторождения.
- **Заполярное.** Пятое в мире по запасам газа (3,5 трлн кубометров). Было обнаружено в 80 км от Уренгойского в 1965 году. Здесь располагается крупнейшая в мире установка комплексной подготовки газа мощностью 35 млрд кубометров.
- **Медвежье.** Старейшее месторождение в Западно-Сибирском регионе и одно из самых крупных. Его площадь более 2100 км². Медвежье месторождение при начальном объеме ресурсов 4,7 трлн кубометров уже на 80 % истощено, в связи с этим планируется сократить количество газовых промыслов с 9 до 6, модернизировав их.
- **Астраханское.** Прикаспийский регион тоже богат углеводородами (разведанные запасы – 2,5 трлн кубометров газа и 400 млн тонн газового конденсата). Добыча природного газа здесь ведется на глубине до 4,1 км.
- **Сахалин-3.** В водах Тихого Океана, чуть восточнее острова Сахалин, располагаются 3 месторождения: Киринское, Южно-Киринское и Мынгинское. Проект находится на стадии развития, но когда он будет полностью реализован, планируется добывать порядка 30 млрд кубометров газа в год. Здесь находится самая большая в России плавучая буровая платформа.

В таблице 1.7 приведена характеристика природного газа, применяемого в промышленности.

Таблица 1.7 – Характеристика природного газа

Состав газа, % (объемн.)								Отн. плотность	Q_p^H , кДж/м ³
CO ₂	CH ₄	C ₂ H ₄	C ₃ H ₈	C ₄ H ₁₀	C ₅ H ₁₂	N ₂	H ₂		
0,08–0,43	78,2–91,2	1,96–4,4	0,35–2,2	0,11–0,41	0,03–0,11	1,0–2,9	0,017–0,051	0,591–0,608	32500–34800

Основными потребителями природного газа являются черная металлургия (доменные печи, нагревательные печи прокатного производства), производство строительных материалов, теплоэнергетика, химическая промышленность, пищевая промышленность.

Искусственное газообразное топливо

Доменный газ. Это побочный продукт производства чугуна. Теплота сгорания его в зависимости от вида выплавляемого чугуна колеблется в пределах 3330–4620 кДж/м³.

В таблице 1.8 приведен средний состав доменного газа.

Таблица 1.8 – Состав доменного газа

Наименование	Содержание, %
Оксид углерода CO	28,5–30,5
Диоксид углерода CO ₂	10,5–12,5
Водород H ₂	1,5–3,8
Азот N ₂	57–59,5
Метан CH ₄	0,1–0,2

Теоретическая температура горения доменного газа составляет 1430–1500 °С.

Доменный, или колошниковый, газ получают в большом количестве (около 3 м³ на 1 кг чугуна) в процессе доменной плавки. В металлургическом производстве доменный газ играет существенную роль в тепловом балансе, на его долю приходится свы-

ше 40 % теплоты сгорания кокса, загруженного в доменную печь. Ресурсы доменного газа зависят от количества выплавляемого чугуна и способа ведения доменной плавки. Интенсификация доменного производства кислородом, повышение давления под колошником, увеличение объема доменных печей и другие технические мероприятия привели к значительному снижению удельного выхода и темпов роста ресурсов доменного газа по сравнению с ростом выплавки чугуна. Технический прогресс в доменном производстве обуславливает дальнейшее снижение ресурсов доменного газа.

Основным недостатком доменного газа является большое содержание балласта (около 70 %). Доменный газ в обогащенном виде, т. е. в результате очистки от азота, в металлургическом производстве используется как восстановитель.

Коксовый газ. Коксовый газ как побочный продукт термической переработки коксующихся углей является более эффективным газообразным топливом по сравнению с доменным газом. Благодаря достаточно большой калорийности и высокой температуре горения коксовый газ можно применять во всех металлургических процессах и энергетических установках. В таблице 1.9 показан состав коксового газа.

Таблица 1.9 – Состав коксового газа

Компоненты	CO ₂	CO	H ₂	CH ₄	C _n H _m	N ₂	O ₂
Количество, %	2–4	6–8	55–62	24–28	2–3	3–6	0,4–0,8

Коксовый газ имеет теплоту сгорания 17800–18300 кДж/кг и плотность 0,4–0,55 кг/м³. Он способен взрываться при определенных соотношениях в смеси с воздухом. Коксовый газ является хорошим сырьем для химической промышленности, производства химических удобрений. Ресурсы коксового газа постоянно возрастают и находятся в прямой зависимости от объема производства кокса.

Коксовый газ в основном применяется в металлургическом производстве – доменных печах, плавильных печах, нагревательных печах прокатных станов, энергетических установках.

Светильный газ. Светильный газ получается путем сухой перегонки газовых каменных углей при высоких температурах. Газ отличается высоким содержанием метана и пониженным содержанием водорода.

Состав светильного газа: 5,0 % CO₂, 5,0 % CO, 36 % CH₄, 5,0 % C_m H_n, 42,0 % H₂, 7,0 % N₂;

$$Q_p^H = 20112 \text{ кДж / м}^3.$$

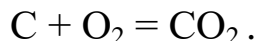
Сжиженный светильный газ иногда называют «блаугаз» – по имени изобретателя, немецкого инженера Блау. Светильный газ применялся в качестве топлива и был первым топливом, примененным в двигателе внутреннего сгорания Жана Этьена Ленуара. Начиная с первой трети XIX в. вплоть до начала 1930-х гг. этот продукт активно использовался для уличного освещения российских городов. В Санкт-Петербурге производством, хранением и распространением светильного газа занимались «Общество столичного освещения», «Общество освещения газом Санкт-Петербурга» и ряд других компаний.

Генераторные газы. Они представляют собой продукты безостаточной газификации твердого топлива. Газификация может быть проведена при помощи кислорода, вводимого с воздухом, или водяного пара. Аппарат, в котором твердое топливо превращается в газообразное, называется газогенератором, а процесс газификации – газогенераторным.

Газогенератор представляет собой шахту – железный кожух (рисунок 1.2). Изнутри шахта футерована шамотным кирпичом. Топливо загружается сверху через загрузочное устройство. Дутьё (воздух, водяной пар) поступает снизу под колосниковую решетку. Образующиеся при газификации золу и шлак удаляют снизу. Полученный генераторный газ отводят из верхней части генератора.

Загруженное в газогенератор твердое топливо опускается навстречу газовому потоку. Поступающий воздух (или водяной пар) проходит сначала слой шлаков, при этом он несколько подо-

гревается и распределяется по сечению шахты газогенератора. Затем воздух (или водяной пар) попадает в слой раскаленного кокса и вступает в реакцию с углеродом:



Диоксид углерода и пары воды, захватываемые газовым потоком, восстанавливаются углеродом раскаленного кокса в оксид углерода и водород:

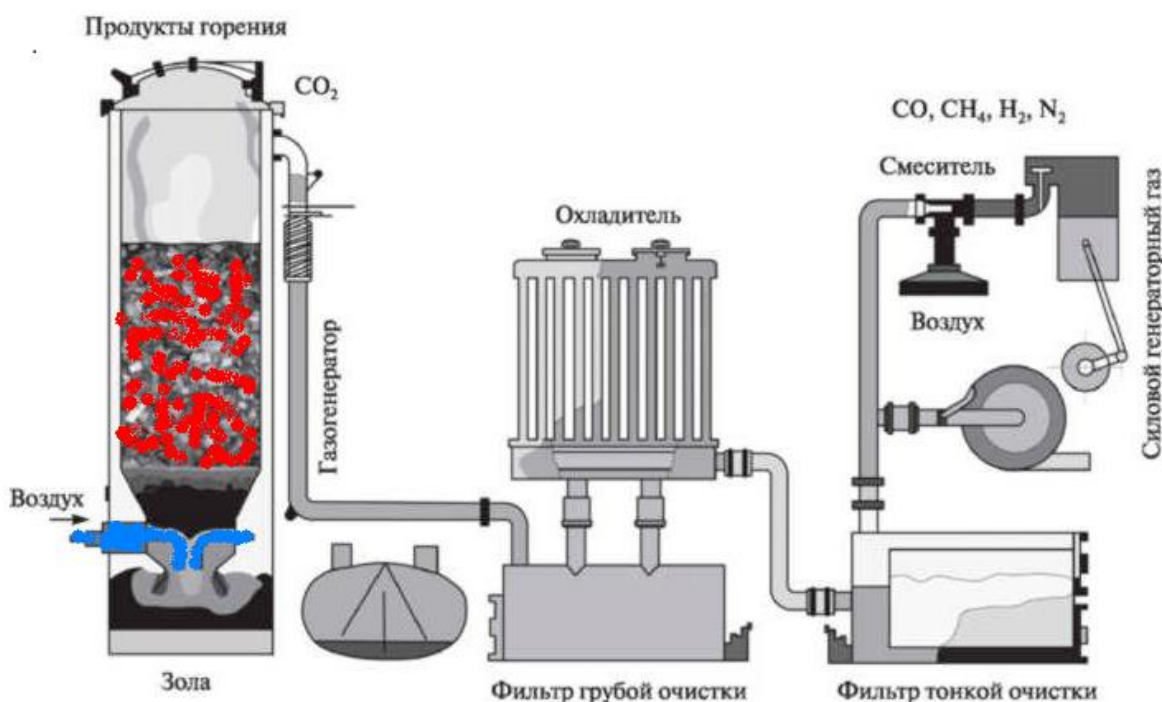
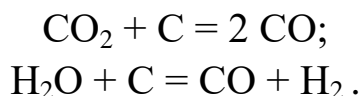


Рисунок 1.2 – Схема газогенератора

Следует отметить, что при газификации топлива в реакциях газообразования всегда принимают участие пары воды.

При продувке слоя топлива воздухом образуется воздушный газ. Он содержит большое количество оксида углерода – 34,7 %, незначительное количество диоксида углерода и до 65,3 % азота.

Если вместо воздуха к раскаленному углероду подвести водяной пар, то получится водяной газ. Водяной газ содержит 3–7 % CO_2 , 3–5 % N_2 и 0,5–1,0 % CH_4 . Теплота сгорания его составляет 9818–10475 кДж/м³.

1.4 Химический состав топлива

Кроме сжигания, топливо в некоторых случаях подвергают нагреванию для технологической переработки (например, для получения кокса). Количество выделяемого при горении тепла и физико-химические процессы при нагревании в значительной степени зависят от химического состава топлива. Подавляющее большинство разновидностей топлива имеет органическое происхождение, поэтому основными его составляющими являются углерод и водород. В состав топлива обычно входят кислород, азот и сера в связанном виде. Перечисленные элементы образуют различные соединения, составляющие основу топлива. Кроме того, в топливе всегда присутствуют вода и зола.

Зола – это негорючая минеральная часть топлива, состоящая из Al_2O_3 , SiO_2 , CaO , Fe_2O_3 и других соединений.

Сера в топливе может встречаться в виде органической (S_o), колчеданной (S_k) и сульфатной (S_c) серы. Органическая сера связана с другими составляющими органической части топлива, колчеданная сера связана с железом в виде FeS_2 , а сульфатная сера входит в сернокислые соединения типа $CaSO_4$, $FeSO_4$. Общее количество серы, таким образом, составляет

$$S_{об} = S_o + S_k + S_c.$$

Органическая и колчеданная сера участвует в процессах горения топлива. Сульфатная сера в горении не участвует.

Влага, которая содержится в топливе, подразделяется на гигроскопическую, химически связанную и внешнюю, которая удерживается механически и теряется при сушке.

Чтобы установить состав топлива, проводят технический и химический анализ. При техническом анализе определяют влагу, летучие вещества и золу. Химический анализ можно выполнить как по элементарному составу (С, Н, О, N, S), так и путем определения содержания отдельных химических соединений (CO , CO_2 , CH_4 и др.). Первый метод анализа применяют для твердого и жидкого топлива, второй – для газообразного.

Элементарный анализ проводят с целью определения содержания углерода, водорода, кислорода, азота и серы в процентах

по массе. Однако такой метод анализа не дает возможности судить о том, из каких соединений этих элементов состоит топливо. На основе элементарного химического анализа можно получить схему топлива (таблица 1.10), которая дает представление о топливе как о механической смеси отдельных элементов, что достаточно для проведения необходимых расчетов процесса сжигания топлива.

Таблица 1.10 – Топливо как механическая смесь элементов

Индексы	Элементы						
	C	H	O	N	S	A	W
о	Органическая масса						
г	Горючая масса						
с	Сухая масса						
р	Рабочее топливо						

В соответствии с элементарным анализом в топливе различают органическую массу, горючую массу, сухую массу и рабочее топливо. Органическая масса топлива дает возможность судить о его природе, горючая масса – о топливе как о горючем.

При записи результатов анализа пользуются указанными в таблице 1.10 индексами, например C^o обозначает содержание углерода в органической массе; S^g – содержание серы в горючей массе; A^c – содержание золы в сухой массе; W^p – содержание влаги в рабочем топливе. Состав рабочего топлива записывают в виде

$$C^p + H^p + O^p + N^p + S^p + A^p + W^p = 100 \%$$

Перерасчет состава угля из одной массы в другую легко выполнить по следующим выражениям:

$$x^o = x^g \frac{100}{100 - S^g};$$

$$x^o = x^c \frac{100}{100 - (S^c + A^c)};$$

$$x^o = x^p \frac{100}{100 - (S^p + A^p + W^p)};$$

$$x^r = x^c \frac{100}{100 - A^c};$$

$$x^r = x^p \frac{100}{100 - (A^p + W^p)};$$

$$x^c = x^p \frac{100}{100 - W^p},$$

где x^c – содержание какого-либо элемента в сухой массе, %; x^p – содержание какого-либо элемента в рабочем топливе, %; x^r – содержание какого-либо элемента в горючей массе, %; x^o – содержание какого-либо элемента в органической массе, %.

Пример 1.1

Определить состав рабочего топлива по следующим данным: $C^o = 80,0$ % ; $H^o = 8,0$ % ; $O^o = 9,0$ % ; $N^o = 3,0$ % ; $S^c = 1,5$ % ; $A^c = 10$ % ; $W^p = 2,0$ %.

$$S^p = S^c \frac{100 - W^p}{100} = 1,5 \frac{100 - 2}{100} = 1,47 \text{ %};$$

$$A^p = A^c \frac{100 - W^p}{100} = 10 \frac{100 - 2}{100} = 9,8 \text{ %};$$

$$C^p = C^o \frac{100(S^p + A^p + W^p) - W^p}{100} = 80 \frac{100(1,47 + 9,8 + 2,0)}{100} =$$

$$= 80 \cdot 0,8673 = 69,4 \text{ %};$$

$$H^p = 8 \cdot 0,8673 = 6,94 \text{ %};$$

$$O^p = 9 \cdot 0,8673 = 7,80 \text{ %};$$

$$N^p = 3 \cdot 0,8673 = 2,59 \text{ %};$$

$$W^p = 2,0 \text{ %}.$$

Итого: 100 %.

Химический анализ газообразного топлива можно выполнить путем последовательного поглощения отдельных составляющих

различными реактивами. Его результаты, выраженные в объемных процентах, показывают содержание составных частей газобразной смеси – CO_2 , CO , CH_4 , O_2 , C_mH_n . Количество азота N_2 определяют по разности.

Анализ по химическим соединениям, составляющим топливо, позволяет судить о его свойствах. Анализ с последовательным поглощением отдельных составляющих характеризует состав сухого топлива, так как влага, содержащаяся в газе, в процессе анализа не учитывается. Вместе с тем в газах в большинстве случаев содержится влага, которую обычно определяют как массу воды в единице объема сухого газа W (г/м^3). В связи с этим бывает необходимо пересчитывать состав сухого газа с учетом влаги, т. е. определять состав влажного газа.

Подобный пересчет выполняют следующим образом:

1 кмоль H_2O составляет 18 кг и занимает объем 22,42 м^3 , следовательно, 1 кг водяного пара занимает объем

$$V = \frac{22,42}{18} = 1,242 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Количество водяного пара W будет занимать объем, равный $\frac{1,242}{1000}W$, а в пересчете на 100 м^3 газа объем водяного пара составит

$$\frac{100 \cdot 1,242}{1000}W = 0,1242W.$$

Исходя из этого, состав влажного газа (%) можно получить следующим образом:

$$\text{CO}_2^{\text{вл}} = \text{CO}_2^{\text{с}} \frac{100}{100 + 0,1242W};$$

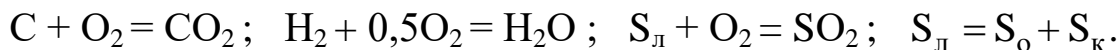
$$\text{CO}^{\text{вл}} = \text{CO}^{\text{с}} \frac{100}{100 + 0,1242W};$$

$$\text{H}_2\text{O}^{\text{вл}} = \frac{0,1242W \cdot 100}{100 + 0,1242W}.$$

Итого	100 %
-------	-------

1.5 Теплота сгорания топлива

При сгорании происходит соединение горючих элементов топлива и кислорода с выделением тепловой энергии:



Количество выделившегося тепла зависит от химического состава топлива.

Количество тепла, которое выделяется при полном сгорании единицы топлива, называется теплотой сгорания топлива и измеряется в килоджоулях на килограмм, килоджоулях на кубический метр или килоджоулях на киломоль. В технике различают высшую и низшую теплоту сгорания топлива.

Высшая теплота сгорания Q_p^B соответствует условию, что все водяные пары, образовавшиеся при горении, доводятся до жидкого состояния при 273 К. При этом возвращается следующее количество тепла:

Скрытая теплота испарения 1 кг H_2O равна 2258,41 кДж

Теплота нагрева 1 кг H_2O от 273 до 373 К равна 418,68 кДж

Итого

2677,09 кДж

Низшая теплота сгорания Q_p^H соответствует условию, что температура содержащегося в продуктах сгорания водяного пара понижается от 373 до 293 К. При этом освобождается следующее количество тепла:

$$1,0 \cdot 2,0087 (373 - 293) = 160,70 \text{ кДж/кг},$$

где 2,0087 кДж/(кг·°С) – теплоемкость паров воды.

Низшая теплота сгорания топлива больше соответствует действительному положению, так как при сжигании топлива пары воды в газообразном состоянии уносятся с продуктами сгорания. Количественная разница между Q_p^B и Q_p^H на 1 кг H_2O составляет

$$Q_p^B - Q_p^H = 2677,09 - 160,70 = 2516,39 \text{ кДж/кг}.$$

Так как в продуктах сгорания содержится влага W_1 и вода, полученная от сгорания водорода: $W_2 = H_2O / H_2 = 18/2 H = 9H$, раз-

ность между высшей и низшей теплотой сгорания на 1 кг топлива составляет

$$Q_p^B - Q_p^H = 2516,39 (W_1 + W_2) = 2516,39 (W_1 + 9H) \text{ кДж/кг};$$

если W_1 и H выражены в процентах, то

$$Q_p^B - Q_p^H = 25,1639 (W^P + 9H^P) \text{ кДж/кг}.$$

Теплоту сгорания топлива можно измерять путем сжигания навески или определенного объема топлива в специальных приборах – калориметрах. В инженерной практике теплоту сгорания часто определяют расчетным путем на основании данных элементарного анализа с использованием тепловых эффектов реакций горения отдельных составляющих топлива.

Для отечественных видов твердого и жидкого топлива достаточно точные результаты при расчете высшей теплоты сгорания (кДж/кг) дает формула Д.И. Менделеева

$$Q_p^B = 4,187 \left[81C^P + 300H^P - 26(O^P - S^P) \right].$$

При определении низшей теплоты сгорания (кДж/кг) формула Д.И. Менделеева приобретает вид

$$Q_p^H = 4,187 \left[81C^P + 300H^P - 26(O^P - S^P) - (6W^P + 9H^P) \right].$$

Для каменных углей иногда применяют формулу Дюлонга, по которой определяют высшую теплоту сгорания топлива (кДж/кг):

$$Q_p^B = 4,187 \left[80,8C^P + 344,6(H^P - O^P/8) + 25S^P \right].$$

Пример 1.2

Определить низшую теплоту сгорания каменного угля следующего состава:

$$C^P = 80 \%, O^P = 3 \%, H^P = 6 \%, S^P = 1 \%, A^P = 6 \%, W^P = 4 \%.$$

Для определения используем формулу Д.И. Менделеева:

$$Q_p^H = 4,187 [81 \cdot 80 + 300 \cdot 6 - 26(3 - 1) - (6 \cdot 4 + 9 \cdot 6)] = 34383,64 \text{ кДж/кг}.$$

Теплоту сгорания газообразного топлива можно определить расчетным путем, если известны соединения, составляющие

горючую массу топлива, и теплота сгорания этих соединений (таблица 1.11).

Таблица 1.11 – Теплота сгорания некоторых соединений

Реакция	Тепловой эффект реакции		
	кДж/кмоль	кДж/кг	кДж/м ³
$C + O_2 = CO_2$	+408860	34070	–
$CO + 0,5O_2 = CO_2$	+285640	–	12645
$CO + (H_2O)_n = CO_2 + H_2$	+ 43590	–	–
$C + (H_2O)_n = CO + H_2$	–118897	– 9902	–
$H_2 + 0,5O_2 = (H_2O)_ж$	+286223	+143112	+12770
$H_2 + 0,5O_2 = (H_2O)_n$	+241800	+121025	+10760
$C H_4 + 2O_2 = CO_2 + (2H_2O)_n$	+805560	–	+35800
$C_2H_4 + 3O_2 = 2CO_2 + (2H_2O)_n$	+1341514	–	+59037
$H_2S + 1,5O_2 = SO_2 + (H_2O)_n$	+519188	–	–

Пример 1.3

Определить низшую теплоту сгорания газа, содержащего 20 % CO_2 , 6 % CO , 60 % H_2 , 23 % CH_4 и 9 % N_2 .

$$Q_p^H = \frac{285640 \cdot CO + 241800 \cdot H + 805560 \cdot CH_4}{22,4} =$$

$$= \frac{285640 \cdot 0,06 + 241800 \cdot 0,6 + 805560 \cdot 0,23}{22,4} = 15513,26 \text{ кДж/м}^3.$$

Чтобы сравнивать топливо различных видов, введено понятие условного топлива, характеризуемого теплотой сгорания 29310 кДж/кг. Для перевода любого топлива в условное топливо следует разделить величину его теплоты сгорания на 29310 кДж/кг, т.е. найти эквивалент данного топлива.

1.6 Расчет процесса горения топлива

Горением называется процесс взаимодействия горючих элементов топлива и окислителя с выделением тепла и света, т. е. это процесс окисления, происходящий с большой скоростью. Окис-

лителем в большинстве случаев является кислород. Для начала процесса горения необходимо, чтобы реагирующие вещества – горючее и кислород, были доведены до температуры воспламенения, т. е. до температуры, при которой может происходить реакция горения (таблица 1.12). При расчете горения топлива определяют:

- количество расходуемого при сжигании воздуха;
- количество образующихся продуктов горения;
- состав образующихся продуктов горения.

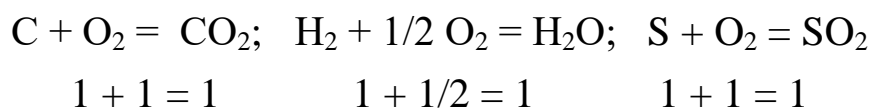
Расчеты выполняют исходя из элементарного состава топлива на основе уравнений горения. При этом, по предложению французского ученого Дюлонга, весь кислород, находящийся в топливе, уменьшают на величину $O/8$.

Таблица 1.12 – Температура воспламенения топлива

Топливо	Температура воспламенения, °С	Топливо	Температура воспламенения, °С
Каменный уголь	400–500	Генераторный газ	700–800
Антрацит	700–800	Доменный газ	700–800
Бурый уголь	250–450	Коксовый газ	550–650
Кокс	700	Природный газ	700–850
Мазут	580		

Расчет горения твердого или жидкого топлива

Процесс горения твердого или жидкого топлива в молекулярных соотношениях представлен следующими уравнениями:



То есть 1 кмоль углерода, соединяясь с 1 кмоль кислорода, дает 1 кмоль диоксида углерода; 1 кмоль водорода, соединяясь с 0,5 кмоль кислорода, дает 1 кмоль водяного пара; 1 кмоль серы, соединяясь с 1 кмоль кислорода, дает 1 кмоль диоксида серы. На горение 1 кмоль углерода расходуется 1 кмоль кислорода, 1 кмоль водорода – 0,5 кмоль кислорода, 1 кмоль серы – 1 кмоль кислорода. На горение 1 кг углерода потребуется $1/12$ кмоль кислорода,

1 кг водорода – $0,5 \cdot 1/2 = 1/4$ кмоль кислорода, 1 кг серы – $1/32$ кмоль кислорода, где 12, 2 и 32 – соответственно молекулярные массы углерода, водорода и серы. Следовательно, исходя из элементарного состава топлива, количество кислорода, необходимое для сгорания топлива, теоретически можно получить из уравнения (кмоль/кг)

$$O_2 = \frac{1}{12} \frac{C}{100} + \frac{1}{4} \frac{H-O/8}{100} + \frac{1}{32} \frac{S}{100}$$

или (m^3/kg)

$$O_2 = \left(\frac{1}{12} \frac{C}{100} + \frac{1}{4} \frac{H-O/8}{100} + \frac{1}{32} \frac{S}{100} \right) \cdot 22,4 ,$$

где C, H, O и S – содержание в топливе углерода, водорода, кислорода и серы, %; 22,4 – объем 1 кмоль кислорода в $1 m^3$ при нормальных условиях.

Количество азота воздуха, введенного с этим количеством кислорода, будет

$$N_2 = \frac{1/12C + 1/4(H-O/8) + 1/32S}{100} 22,4 \cdot \frac{79}{21},$$

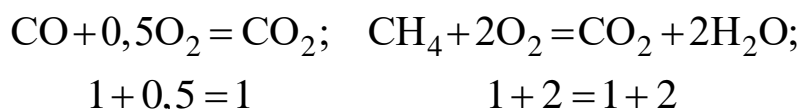
где $\frac{79}{21}$ – объемное отношение содержания азота и кислорода в воздухе.

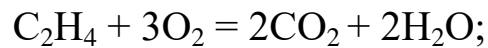
Количество воздуха будет (m^3/kg)

$$\begin{aligned} L_o &= \frac{1/12C + 1/4(H-O/8) + 1/32S}{100} 22,4 + \\ &+ \frac{1/12C + 1/4(H-O/8) + 1/32S}{100} 22,4 \cdot \frac{79}{21} = \\ &= 0,089C + 0,267H + 0,033(S-O) . \end{aligned}$$

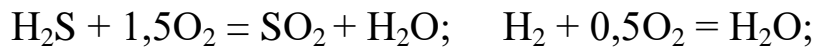
Расчет горения газообразного топлива

При расчете горения газообразного топлива процент каждого газа, входящего в состав топлива, принимают за 1 кмоль в 100 кмоль смеси. Исходя из уравнений горения газов:

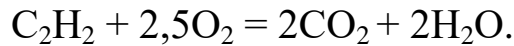




$$1 + 3 = 2 + 2$$



$$1 + 1,5 = 1 + 1 \qquad 1 + 0,5 = 1$$



$$1 + 2,5 = 2 + 2$$

Требующееся количество кислорода и азота:

$$\text{O}_2 = 0,01(0,5\text{CO} + 2\text{CH}_4 + 3\text{C}_2\text{H}_4 + \\ + 1,5\text{H}_2\text{S} + 0,5\text{H}_2 + 2,5\text{C}_2\text{H}_2 - \text{O}_2);$$

$$\text{N}_2 = 0,01 \cdot 79/21 \cdot (0,5\text{CO} + 2\text{CH}_4 + 3\text{C}_2\text{H}_4 + \\ + 1,5\text{H}_2\text{S} + 2,5\text{C}_2\text{H}_2 + 0,5\text{H}_2 - \text{O}_2) .$$

Количество воздуха, необходимого для полного сгорания 1 кг или 1 м³ топлива:

$$L_o = \text{O}_2 + \text{N}_2 = 0,04762(0,5\text{CO} + 2\text{CH}_4 + 3\text{C}_2\text{H}_4 + 1,5\text{H}_2\text{S} + \\ + 0,5\text{H}_2 + 2,5\text{C}_2\text{H}_2 - \text{O}_2) .$$

Определение коэффициента избытка воздуха

В приведенных расчетах определялось теоретическое количество воздуха, необходимое для полного сгорания 1 кг или 1 м³ топлива, при условии полного отсутствия в продуктах горения кислорода. Практически для полного сгорания топлива требуется подвод воздуха в количестве, превышающем теоретически необходимое, так как трудно добиться идеального смешения воздуха с топливом. Отношение практически введенного воздуха к теоретически необходимому носит название коэффициента избытка воздуха

$$n = L_{\text{п}}/L_o ,$$

где $L_{\text{п}}$ – практически введенное количество воздуха, м³ (на 1 кг или на 1 м³); L_o – теоретически необходимое количество воздуха, м³ (на 1 кг или на 1 м³).

Чем хуже смешение воздуха с топливом, тем больший коэффициент избытка воздуха необходимо вводить для полного сжигания. Наиболее трудно добиться хорошего смешения при сжигании твердого топлива и легче при сжигании газообразного.

Исходя из этого, принимают коэффициент избытка воздуха при сжигании твердого топлива 1,3–1,5, жидкого 1,1–1,15 и газообразного 1,05–1,1.

Количество и состав продуктов горения твердого или жидкого топлива

Количество и состав продуктов горения топлива определяют, как и расход воздуха, исходя из приведенных выше уравнений горения. При сгорании твердого или жидкого топлива 1 кг С дает 1/12 кмоль или $1/12 \cdot 22,4 \text{ м}^3 \text{ CO}_2$; 1 кг Н₂ дает 1/2 кмоль или $1/2 \cdot 22,4 \text{ м}^3 \text{ H}_2\text{O}$; 1 кг S дает 1/32 кмоль или $1/32 \cdot 22,4 \text{ м}^3 \text{ SO}_2$. К полученным от соединения с кислородом С, Н и S продуктам горения следует добавить влагу $\text{H}_2\text{O} = W/18 \cdot 22,4 \text{ м}^3$ и азот $\text{N}_2 = N/28 \cdot 22,4 \text{ м}^3$, содержащиеся в топливе и переходящие в продукты горения. Количество продуктов сгорания 1 кг жидкого или твердого топлива определяется по формуле ($\text{м}^3/\text{кг}$)

$$V_o = 0,224 \left[C/12 + H/2 + W/18 + S/32 + N/28 + \left(C/12 + \frac{H-O/8}{4} + S/32 \right) \cdot 79/21 \right] =$$

$$= 0,224 \left[W/18 + \frac{H-O/8}{4} + N/28 + \left(C/12 + \frac{H-O/8}{4} + S/32 \right) \cdot 79/21 \right],$$

где С, Н, S, О, W и N – соответственно содержание в процентах по массе элементарного состава топлива; $0,224 \left(C/12 + \frac{H-O/8}{4} + S/32 \right) \cdot 79/21$ – количество азота воздуха.

Определение продуктов сгорания газообразного топлива

Количество продуктов сгорания 1 м^3 газообразного топлива вычисляется по формуле ($\text{м}^3/\text{м}^3$)

$$V_o = [\text{CO}_2 + \text{CO} + 3\text{CH}_4 + 4\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}_2 + 2\text{H}_2\text{S} + \text{N}_2 +$$

$$+ W + 79/21(\text{CO}/2 + 2\text{CH}_4 + 3\text{C}_2\text{H}_4 + 5/2\text{C}_2\text{H}_2 + \text{H}_2/2 +$$

$$+ 3/2 \text{H}_2\text{S} - \text{O}_2)] \cdot 0,01 ,$$

где CO_2 , CO , CH_4 , C_2H_4 , C_2H_2 , H_2 , H_2S , N_2 , W соответствуют элементарному составу газа в объемных процентах; $79/21(\text{CO}/2 +$

+ 2CH₄ + 3C₂H₄ + 5/2C₂H₂ + H₂/2 + 3/2 H₂S – O₂)]·0,01 – количество азота воздуха.

Выше определялось количество продуктов горения при теоретическом количестве воздуха. При коэффициенте избытка воздуха больше 1 в продукты сгорания перейдет избыточный воздух $L_n - L_o = L_o(n - 1)$ и тогда

$$V_n = V_o + L_o(n - 1).$$

В связи с тем, что расчет горения топлива по элементарному составу трудоемок и зачастую при проведении теплотехнических расчетов отсутствует полный анализ, обычно пользуются формулами приближенного расчета горения (таблица 1.13).

Таблица 1.13 – Формулы для расчета параметров горения топлива

Параметр	Единица измерения	Формула
Теоретическое количество воздуха, необходимое для сгорания 1 кг твердого топлива, L_o	м ³ /кг	$\frac{1,01}{4187} Q_p^H + 0,5$
Теоретическое количество воздуха, необходимое для сгорания 1 кг жидкого топлива, L_o	м ³ /кг	$\frac{0,85}{4187} Q_p^H + 2$
Теоретическое количество воздуха, необходимое для сгорания 1 м ³ газообразного топлива, L_o , при $Q_p^H < 16750$ кДж/м ³	м ³ / м ³	$\frac{0,875}{4187} Q_p^H$
Теоретическое количество воздуха, необходимое для сгорания 1 м ³ газообразного топлива, L_o , при $Q_p^H > 16750$ кДж/м ³	м ³ / м ³	$\frac{1,09}{4187} Q_p^H - 0,25$
Теоретическое количество продуктов сгорания 1 кг твердого топлива V_o	м ³ /кг	$\frac{0,89}{4187} Q_p^H + 1,65$
Теоретическое количество продуктов сгорания 1 кг жидкого топлива V_o	м ³ /кг	$\frac{1,11}{4187} Q_p^H$
Теоретическое количество продуктов сгорания 1 м ³ газообразного топлива V_o при $Q_p^H < 16750$ кДж/м ³	м ³ / м ³	$\frac{0,725}{4187} Q_p^H + 1$

Параметр	Единица измерения	Формула
Теоретическое количество продуктов сгорания 1 м ³ газообразного топлива V _o при Q _p ^H > 16750 кДж/м ³	м ³ /м ³	$\frac{1,14}{4187} Q_p^H + 0,25$

Пример 1.4

Определить количество воздуха, необходимое для сгорания природного газа с Q_p^H = 35600 кДж/м³, и объем продуктов горения при коэффициенте избытка воздуха n = 1,05.

$$L_o = \frac{1,09}{4187} Q_p^H - 0,25 = \frac{1,09}{4187} \cdot 35600 - 0,25 = 9,05 \text{ м}^3/\text{м}^3;$$

$$L_n = L_o n = 9,05 \cdot 1,05 = 9,5 \text{ м}^3/\text{м}^3;$$

$$V_o = \frac{1,14}{4187} Q_p^H + 0,25 = \frac{1,14}{4187} \cdot 35600 + 0,25 = 9,95 \text{ м}^3/\text{м}^3;$$

$$V_n = V_o + L_o(n - 1) = 9,95 + 9,05(1,05 - 1) = 10,4 \text{ м}^3/\text{м}^3.$$

Одной из главных характеристик топлива является температура его горения. Различают calorиметрическую и действительную температуру горения топлива.

Calorиметрической температурой горения называется температура, которую приобретают образующиеся продукты горения при полном сгорании топлива и при условии, что тепло не уходит в окружающее пространство, т.е. остается в продуктах горения. В этом случае низшая теплота сгорания топлива определяется выражением

$$Q_p^H = c^{\text{ВД}} t_k V_n^{\text{ВД}},$$

откуда

$$t_k = \frac{Q_p^H}{c^{\text{ВД}} V_n^{\text{ВД}}}, \quad (1.1)$$

где c^{ВД} – средняя теплоемкость влажных продуктов горения при давлении 760 мм рт. ст. в пределах температур от 0 °С до t_к, кДж/(м³·°С); t_к – calorиметрическая температура горения, °С;

$V_n^{\text{ВД}}$ – объем влажных продуктов горения на 1 кг или 1 м³ топлива, м³.

Формулу (1.1) можно представить в виде

$$Q_p^H = t_k (C_{\text{CO}_2} V_{\text{CO}_2} + C_{\text{CO}} V_{\text{CO}} + C_{\text{H}_2\text{O}} V_{\text{H}_2\text{O}} + \dots),$$

где C_{CO_2} , C_{CO} , $C_{\text{H}_2\text{O}}$ – теплоемкости, кДж/(м³·°С); V_{CO_2} , V_{CO} , $V_{\text{H}_2\text{O}}$ – объемы компонентов продуктов горения, м³ на 1 кг или на 1 м³ топлива.

Так как теплоемкость зависит от температуры, то в обоих случаях получают одно уравнение с двумя неизвестными. Решение этих уравнений выполняют методом интерполяции. Для практических целей можно пользоваться более простой формулой (1.1), дающей достаточно точный результат. Средние теплоемкости составляющих продуктов горения приведены в приложении А.

Пример 1.5

Определить калориметрическую температуру горения природного газа $Q_p^H = 35600$ кДж/м³ при коэффициенте избытка воздуха $n = 1,05$.

Как рассчитано в предыдущем примере, объем продуктов горения $V_n^{\text{ВД}} = 10,4$ м³/м³, откуда $t_k = \frac{35600}{10,4} = 3420$ кДж/м³.

Задаемся температурой 2200 °С; при этом теплоемкость продуктов горения (см. приложение А) равна 1,69 кДж/(м³·°С), а $t_k = 1,69 \cdot 2200 = 3720$ кДж/м³, что больше 3420 кДж/м³. Задаемся температурой 2000 °С, этой температуре соответствует $t_k = 1,67 \cdot 2000 = 3340$ кДж/м³, что меньше 3420 кДж/м³.

Очевидно, что калориметрическая температура горения лежит между 2200 °С и 2000 °С:

$$200 \text{ °С} \dots\dots\dots(3720-3340) = 380 \text{ кДж/м}^3,$$

$$\Delta t \dots\dots\dots (3420-3340) = 80 \text{ кДж/м}^3,$$

$$\Delta t = \frac{200 \cdot 80}{380} = 43 \text{ °С}; \quad t_k = 2000 + 43 = 2043 \text{ °С}.$$

Калориметрическую температуру горения можно повысить путем подогрева воздуха или воздуха и газа (при работе на газообразном топливе). В этом случае теплосодержание продуктов горения повышается за счет физического тепла, вносимого подогретым воздухом или воздухом и газом, следовательно, температура горения возрастает:

$$t_k = \frac{Q_p^H + c_{\Gamma} t_{\Gamma} + c_{\text{В}} t_{\text{В}} L_{\Pi}}{i^{\text{ВД}} V_{\Pi}^{\text{ВД}}},$$

где c_{Γ} , $c_{\text{В}}$ – теплоемкости газа и воздуха, кДж/(м³·°С); t_{Γ} и $t_{\text{В}}$ – температура нагрева газа и воздуха, °С; L_{Π} – практическое количество воздуха, м³/ м³; $i^{\text{ВД}}$ – теплосодержание отходящих газов, кДж/м³, определяется по приложению А.

Действительная температура горения всегда ниже калориметрической, так как, во-первых, при высокой температуре происходит разложение углекислоты и водяного пара, сопровождающееся поглощением тепла, во-вторых, во время горения часть тепла теряется через кладку в окружающую среду и передается материалу, находящемуся в печи.

Отношение действительной температуры к калориметрической называется пирометрическим коэффициентом. Для нагревательных тепловых агрегатов он лежит в пределах от минус 0,5 до 0,85.

Подогрев воздуха и газа часто осуществляют с целью экономии топлива и улучшения условий горения.

Контрольные вопросы

1. Виды и теплофизические характеристики твердого топлива.
2. Виды и теплофизические характеристики жидкого топлива.
3. Природный газ и его преимущества по сравнению с другими видами топлива.
4. Теплофизические характеристики природного газа.
5. Классификация топлива. Химический состав топлива.

6. Какие элементы входят в состав органической, горючей, сухой и рабочей массы топлива?
7. Теплота сгорания топлива.
8. Формула Менделеева. Формула Дюлонга.
9. Определение количества кислорода для сжигания топлива.
10. Определение коэффициента избытка воздуха.
11. Определение количества и состава продуктов горения топлива.
12. Определение температуры горения топлива.
13. Определение идеального газа.

2 ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

2.1 Рабочее тело и основные законы идеального газа

2.1.1 Предмет термодинамики

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимного превращения теплоты и механической энергии в термодинамических системах, а также свойства рабочих тел, участвующих в этих превращениях. Она занимается поисками соотношений между различными свойствами вещества, не изучая при этом его внутреннее строение. Методы термодинамики основаны на универсальном законе природы – законе сохранения энергии. Ее сущность содержится в нескольких простых утверждениях, называемых началами (законами) термодинамики.

В первоначальном виде термодинамика сложилась как учение об основах теории теплового двигателя. В настоящее время законы термодинамики, научные открытия и исследования широко применяются в самых различных областях науки. Начало развития технической термодинамики следует отнести к моменту изготовления Галилео Галилеем первого термометра (1597). В создании молекулярно-кинетической теории тепловых процессов существенную роль сыграли работы Д. Бернулли (1738), М. Ломоносова (1758), Д. Максвелла (1860), Л. Больцмана (1877), У. Гиббса (1880), Д.И. Менделеева (1860).

Техническая термодинамика как наука окончательно сформировалась к концу XIX века. Ведущее место в развитии термодинамики принадлежит работам Р. Майера (1842), Д. Джоуля (1843–1846), Э. Х. Ленца (1844) и Гельмгольца, которые раскрыли сущность закона сохранения энергии. Второй закон (начало) термодинамики открыли С. Карно (1824), Р. Клазиус (1854) и В. Томсон (позднее лорд Кельвин) (1856). Нерст В. (1906) сформулировал теорему, которую называют третьим законом термодинамики.

Большой вклад в теорию термодинамики внесли российские ученые: Э.Х. Ленц открыл закон перехода электрической энергии

в тепловую; И.П. Алымов, М.Ф. Окатов и другие ученые создали классические труды по термодинамике; А.Г. Столетов изучил и систематизировал законы конвективного и лучистого теплообмена; М.В. Кирпичёв и А.А. Гухман разработали теорию теплового моделирования; К.Э. Циолковский заложил основы расчета многоступенчатого ракетного двигателя, по схеме которого работают современные ракеты.

2.1.2 Агрегатное состояние вещества. Идеальный газ

Почти каждое вещество в зависимости от температуры и давления может находиться в одном из трех агрегатных состояний: твердом, жидком или газообразном. Агрегатное состояние вещества определяется величиной межмолекулярных сил взаимодействия и расстояниями между молекулами. В твердом и жидком состояниях молекулы вещества находятся на сравнительно небольших расстояниях друг от друга и обладают такой силой притяжения, что тела сохраняют свой объем, а твердое тело сохраняет еще и форму. В газах молекулы находятся в непрерывном поступательном движении. При движении они сталкиваются друг с другом. Однако столкнувшись, молекулы вследствие малых вандер-ваальсовых сил притяжения и большой кинетической энергии движения тотчас разлетаются. Поступательным движением молекул объясняется способность газов заполнять весь предоставленный им объем. Газ не может занимать, например, только нижнюю половину сосуда, а распространяется по всему сосуду. Вследствие больших межмолекулярных расстояний газы, в отличие от твердых тел и жидкостей, обладают способностью сжиматься.

Не все вещества могут находиться во всех трех агрегатных состояниях. Для некоторых возможны только одно или два агрегатных состояния, например карбонат кальция и крахмал существуют только в твердом состоянии. Их практически невозможно получить ни в жидком, ни в газообразном состоянии (при нагревании они разлагаются). Другие вещества при определенных условиях могут находиться одновременно в двух или даже в трех агрегатных состояниях. Так, вода при давлении $6,1 \cdot 10^2$ Па (4,58 мм рт. ст.) и температуре $0,01$ °С находится в устойчивом равновесии в трех состояниях: твердом (лед), жидком (вода) и

газообразном (водяной пар), что можно записать так: лед \leftrightarrow вода \leftrightarrow пар. Как и любое тело, газ обладает внутренней энергией всех видов движения микрочастиц. Она складывается из энергии поступательного, вращательного и колебательного движения молекул, энергии молекулярного взаимодействия, энергии внутриатомного и внутриядерного взаимодействия и др.

Следует сказать, что для изучения термодинамических процессов нет необходимости знать, из каких форм движения материи складывается внутренняя энергия.

Наиболее распространенными газами, применяемыми в технике, являются кислород O_2 , азот N_2 , оксид углерода CO , диоксид углерода CO_2 , метан CH_4 , водяной пар H_2O и др. Из газовых смесей наиболее важными являются воздух, природный газ, продукты сгорания топлива в тепловых агрегатах и двигателях внутреннего сгорания.

Упрощенной моделью газообразного тела является так называемый идеальный газ, у которого объем, занимаемый его молекулами, мал по сравнению с объемом всего рассматриваемого газа: молекулы газа считаются беспорядочно движущимися материальными точками, распределенными равномерно в объеме газа. Силами взаимодействия между молекулами идеального газа можно пренебречь.

Идеальный газ – это модель, которая отражает свойства реальных газов с определенным приближением. Изучение законов идеального газа помогает определять поведение реального газа в различных условиях. Степень расхождения свойств идеального и реального газов зависит от условий, в которых находится газ. Чем ниже давление и выше температура, тем ближе свойства реального газа к свойствам идеального.

2.1.3 Рабочее тело и параметры его состояния

В основе формирования технической термодинамики как науки лежит изучение процессов взаимных превращений теплоты и работы в тепловых двигателях (паровых машинах, турбинах и двигателях внутреннего сгорания).

Рабочее тело. Для осуществления термодинамического процесса в тепловом двигателе необходимо наличие источника

теплоты – нагревателя с температурой T_1 и охладителя – холодильника с температурой T_2 , при этом $T_2 < T_1$. Чтобы совершить работу в тепловом двигателе, необходимо еще одно тело, которое называют рабочим. Рабочим телом в паровых турбинах является водяной пар, а в двигателях внутреннего сгорания – газ.

Термодинамическая система – совокупность материальных тел, находящихся в механическом и тепловом взаимодействии друг с другом и с окружающими систему внешними телами. Выбор системы определяется условиями поставленной задачи. Тела, не входящие в систему, называют окружающей средой. Систему отделяют от окружающей среды контрольной поверхностью (оболочкой). Для простейшей системы – газа, заключенного в тонком цилиндре под поршнем, внешней средой является воздух, а контрольными поверхностями служат стенки цилиндра и поршень. Механическое и тепловое взаимодействие термодинамической системы осуществляют через контрольные поверхности.

Термодинамическую систему, которая не может обмениваться теплом с окружающей средой, называют теплоизолированной или адиабатной. Примером адиабатной системы является газ, находящийся в сосуде, стенки которого покрыты идеальной тепловой изоляцией, исключающей теплообмен между заключенным в сосуде газом и окружающими телами. Такую изоляцию называют адиабатной.

Система, которая не обменивается с внешней средой ни энергией, ни веществом, называется изолированной (или замкнутой).

Термодинамический процесс – это переход термодинамической системы (рабочего тела) из одного состояния в другое под влиянием внешних воздействий.

Параметры состояния – величины, характеризующие термодинамическое состояние системы. Основные параметры состояния, используемые в технической термодинамике, – температура T , давление p и удельный объем v .

Температура является мерой интенсивности теплового движения молекул и характеризует состояние теплового равновесия термодинамической системы. При тепловом равновесии не происходит никаких макроскопических процессов. При подводе теплоты к телу скорость движения молекул увеличивается. При этом

тело нагревается, т.е. его температура поднимается. При отводе теплоты движение молекул замедляется и тело охлаждается, т. е. температура его понижается. Температуру следует рассматривать как меру средней кинетической энергии молекул.

Так как температура является мерой энергии, то начало отсчета температуры выбирается исходя из удобства, поэтому нуль температуры принимается по соглашению. В настоящее время приняты две температурные шкалы: термодинамическая и международная практическая.

Международная шкала введена в 1848 г. английским ученым Кельвином. За нуль абсолютной температуры (К) принята температура вещества (тела) в таком состоянии, в котором отсутствует хаотическое движение его молекул и атомов. По этой шкале температура всегда положительна ($T > 0$).

Единицей измерения температуры по Международной практической температурной шкале служит градус Цельсия ($^{\circ}\text{C}$). За нуль температуры принята температура таяния льда. Соотношение между температурами этих шкал определяется как

$$T = t + 273,15,$$

где T – абсолютная температура, К; t – температура, $^{\circ}\text{C}$.

Давление. Молекулы газа, заключенного в сосуде, находятся в непрерывном хаотическом движении. Действие газа на стенки характеризуется давлением p , т. е. силой F , действующей нормально к стенке и отнесенной к ее площади A :

$$p = F/A.$$

В термодинамике пользуются абсолютным давлением.

Единицей давления является паскаль (Па). Это давление, вызываемое силой в 1 Н, равномерно распределенное по поверхности площадью 1 м^2 .

Соотношения между единицами давления:

$$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2;$$

$$1 \text{ кПа} = 10^3 \text{ Па};$$

$$1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па};$$

$1 \text{ атм} = 760 \text{ мм рт. ст.} = 101325 \text{ Па} = 101,325 \text{ кПа}$ – физическая атмосфера;

$1 \text{ ат} = 98066,5 \text{ Па} = 98,066 \text{ кПа} = 0,1 \text{ МПа}$ – техническая атмосфера;

1 мм вод. ст. = 9,806 Па;
1 мм рт. ст. = 133,322 Па;
1 бар = 100 кПа = 0,1 МПа.

2.1.4 Уравнение состояния идеального газа

Уравнение состояния идеального газа основано на законах идеального газа.

Закон Бойля – Мариотта: при постоянной температуре произведение абсолютного давления на удельный объем данного газа есть величина постоянная:

$$p\nu = \text{const} . \quad (2.1)$$

Закон Гей-Люссака: при постоянном давлении удельный объем газа изменяется прямо пропорционально изменению абсолютных температур:

$$\nu_1/\nu_2 = T_1/T_2 . \quad (2.2)$$

Закон Шарля: при постоянном удельном объеме абсолютные давления газа изменяются прямо пропорционально изменению абсолютных температур:

$$p_1/p_2 = T_1/T_2 . \quad (2.3)$$

Уравнение состояния идеального газа с использованием законов Бойля – Мариотта и Гей-Люссака. Допустим, что газ, масса которого равна 1 кг, из состояния с параметрами p_1, ν_1, T_1 переходит в состояние с параметрами p_2, ν_2, T_2 . Допустим, что это изменение происходит сначала при постоянной температуре T_1 промежуточного удельного объема ν' , а затем при постоянном давлении p_2 до конечного удельного объема ν_2 .

По закону Бойля – Мариотта при $T = \text{const}$ имеем $p_1\nu_1 = p_2\nu'$, откуда

$$\nu' = p_1\nu_1/p_2 . \quad (2.4)$$

По закону Гей-Люссака при $p = \text{const}$ $\nu'/\nu_2 = T_1/T_2$, откуда

$$\nu' = \nu_2 T_1/T_2 . \quad (2.5)$$

Сравнив выражения (2.4) и (2.5), получим

$$p_1\nu_1/p_2 = \nu_2 T_1/T_2 . \quad (2.6)$$

Преобразовав это равенство, имеем

$$p_1 v_1 / T_1 = p_2 v_2 / T_2 = \text{const}, \quad (2.7)$$

$$pv/T = \text{const}. \quad (2.8)$$

Отношение произведений абсолютного давления на его удельный объем к абсолютной температуре остается постоянным.

Для 1 кг газа эту постоянную величину называют удельной газовой постоянной и обозначают буквой R :

$$pv/T = R. \quad (2.9)$$

Первая форма уравнения состояния газа

$$pv = RT. \quad (2.10)$$

Так как плотность $\rho = 1/v$, то газовая постоянная, выраженная через плотность, имеет вид

$$R = p/\rho T.$$

Уравнение (2.10) называют уравнением *состояния идеального газа*. Оно связывает между собой величины V , p и T , характеризующие термодинамическое состояние данного газа. Его называют уравнением Клайперона – по имени ученого, предложившего это уравнение.

Газовые постоянные сведены в таблицы.

Физический смысл удельной газовой постоянной R . Произведение давления на удельный объем можно рассматривать как удельную механическую работу, измеряемую в джоулях, полученную в результате расширения 1 кг газа. Если же газ произвел эту работу при нагревании его на 1 К, то удельная газовая постоянная будет измеряться в джоулях на килограмм-кельвин: Дж/(кг·К). Следовательно, удельная газовая постоянная R есть удельная работа по расширению 1 кг газа при нагревании его на 1 К.

Уравнение состояния для произвольной массы газа. Умножим обе части уравнения (2.10) на массу газа M (кг):

$$Mpv = MRT.$$

Так как $Mv = V$ – объем газа, то можем записать

$$pV = MRT. \quad (2.11)$$

Это вторая форма уравнения состояния газа.

Уравнение состояния для молярной массы газа. Умножив обе части уравнения на молярную массу μ , получим уравнение состояния для 1 кмоль идеального газа

$$\mu p v = \mu R T,$$

где $\mu v = V_\mu$ – молярный объем.

Третья форма уравнения состояния газа

$$p V_\mu = \mu R T. \quad (2.12)$$

Универсальная газовая постоянная. Решив уравнение (2.12) относительно μR и подставив числовые значения стандартных величин, получим

$$\mu R = p V_\mu / T = 1,01325 \cdot 10^5 \cdot 22,4 / 273 = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}),$$

где V_μ – число Авогадро – объем моля любого газа; 1 атм = $1,01 \cdot 10^5 \text{ Па}$ – давление при стандартных условиях.

Так как величина $\mu R = R_0 = 8314$ одинакова для всех газов, то ее называют универсальной газовой постоянной:

$$R_0 = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}). \quad (2.13)$$

Уравнение состояния идеального газа для 1 кмоль имеет вид

$$p V_\mu = R_0 T.$$

Это уравнение называют уравнением Менделеева – Клайперона.

Удельную газовую постоянную R легко определить, разделив универсальную газовую постоянную на молярную массу: $R = R_0 / \mu$. Так, например, для оксида углерода CO $\mu_{\text{CO}} = 12 + 16 = 28$, а $R_{\text{CO}} = 8314 / 28 = 296,5 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$.

2.1.5 Уравнение состояния реального газа

Молекулы реального газа, в отличие от идеального газа, имеют конечный объем и взаимодействуют между собой.

В 1873 году голландский физик Ван-дер-Ваальс вывел уравнение состояния для реального газа, которое отображает физические особенности газа и имеет вид

$$p = RT(v - b) - a/v^2,$$

где a и b – поправочные коэффициенты к уравнению Клайперона, зависящие от природы газа; a/v^2 – характеризует взаимное притяжение молекул реального газа, измеряется в единицах давления.

Поправочный коэффициент b представляет собой предельный объем, который бы занял газ при бесконечно большом сжатии, и является, таким образом, собственным объемом молекулы реального газа, измеряется в единицах объема.

По сравнению с уравнением Клайперона уравнение Ван-дер-Ваальса менее удобное, так как коэффициенты a и b различны для разных газов. Однако уравнение Ван-дер-Ваальса описывает состояние газа в широких пределах температур и давлений и позволяет качественно определить переход газа в жидкость.

2.2 Газовые смеси

2.2.1 Способы задания смеси

Рабочее тело – это в основном смесь нескольких газов. Если предположить, что каждый компонент смеси подчиняется уравнению состояния идеального газа, как и вся смесь в целом, все компоненты имеют одинаковую температуру и одинаковый объем, то давление отдельных компонентов, находящихся в смеси и химически не реагирующих между собой, подчиняется закону Дальтона, справедливому только для идеальных газов. Закон Дальтона гласит: давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных компонентов смеси:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n,$$

где p_1, p_2, \dots, p_n – парциальные давления компонентов смеси.

Парциальным называют давление компонента газовой смеси, которое оказывал бы этот компонент, если бы он один находился при температуре смеси во всем объеме, занимаемом ею.

Состав смеси задают массовыми или объемными долями.

Уравнение относительного массового состава газовой смеси. Массовые доли g отдельных компонентов в смеси равны:

$$g_1 = M_1/M; g_2 = M_2/M; \dots; g_n = M_n/M, \quad (2.14)$$

где M_1, M_2, \dots, M_n – массы отдельных компонентов смеси.

Сумма масс отдельных компонентов газовой смеси равна массе всей смеси:

$$M_1 + M_2 + \dots + M_n = M. \quad (2.15)$$

Это равенство называют уравнением массового состава смеси. Из уравнений (2.14) и (2.15) ясно, что сумма массовых долей отдельных компонентов газовой смеси равна единице:

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1. \quad (2.16)$$

Равенство (2.16) называют уравнением относительного массового состава газовой смеси.

Уравнение относительного объемного состава. Объемные доли r компонентов в смеси определяются равенствами

$$r_1 = V_1/V, r_2 = V_2/V, \dots, r_n = V_n/V, \quad (2.17)$$

где V_1, V_2, \dots, V_n – парциальные объемы компонентов, входящих в состав смеси. Сумма парциальных объемов компонентов газовой смеси равна полному объему смеси.

Уравнение объемного состава имеет вид

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = V. \quad (2.18)$$

Из уравнений (2.17) и (2.18) ясно, что сумма объемных долей компонентов газовой смеси равна единице:

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1. \quad (2.19)$$

Уравнение (2.19) называется уравнением относительного объемного состава.

2.2.2 Свойства смеси

Определим термодинамические свойства смеси, если известны состав, термодинамические свойства компонентов газовой смеси (газовые постоянные, относительные молекулярные массы) и ее общее давление.

Примем условие, что смесь, заданная по массе, состоит из трех компонентов. Определим газовую постоянную смеси, кажу-

щуюся относительную молекулярную массу, удельный объем и плотность.

Уравнения Клайперона для каждого компонента смеси имеют вид

$$p_1V = M_1R_1T, \quad p_2V = M_2R_2T, \quad p_3V = M_3R_3T,$$

где p_1, p_2, p_3 – парциальные давления компонентов смеси; V – объем смеси; M_1, M_2, M_3 – массы компонентов газовой смеси; T – абсолютная температура, одинаковая для всех компонентов; R_1, R_2, R_3 – удельные газовые постоянные компонентов смеси.

Суммируя эти выражения и преобразуя, получаем

$$(p_1 + p_2 + p_3)V = (M_1R_1 + M_2R_2 + M_3R_3)T. \quad (2.20)$$

Но по закону Дальтона $p_1 + p_2 + p_3 = p$, подставив в равенство (2.20), запишем

$$pV = (M_1R_1 + M_2R_2 + M_3R_3)T. \quad (2.21)$$

Используя массовые доли g_1, g_2, g_3 , преобразуем к виду

$$pV = M(g_1R_1 + g_2R_2 + g_3R_3)T. \quad (2.22)$$

Выражение в скобках в правой части уравнения (2.22) является для данной газовой смеси характерной постоянной. Обозначив ее через R , запишем уравнение состояния газовой смеси в такой же форме, как и для чистых газов:

$$pV = MRT. \quad (2.23)$$

Из уравнений (2.22) и (2.23) очевидно, что газовая постоянная R определяется равенством

$$R = g_1R_1 + g_2R_2 + g_3R_3 = (g_1/\mu_1 + g_2/\mu_2 + g_3/\mu_3)R_0. \quad (2.24)$$

С учетом выражений (2.14) и (2.24) можно записать

$$R = (M_1R_1 + M_2R_2 + M_3R_3)/M.$$

Используя газовую постоянную смеси R , можно получить удобную формулу, связывающую параметры r_i, g_i i -го компонента смеси.

Запишем

$$pV_i = M_i R_i T,$$

где $i = 1, 2, 3$ относится к любому из газов смеси.

Разделив это равенство на (2.23) и учитывая (2.14) и (2.17), получим соотношение

$$r_i = g_i R_i / R.$$

Как известно, удельная газовая постоянная R для любого газа может быть определена по его молекулярной массе μ , а каждый газ в смеси имеет свою молярную массу. Кажущаяся молярная масса определяется как $\mu = 8314/R$, а кажущаяся молярная масса смеси будет

$$\mu = 8314 / (g_1 R_1 + g_2 R_2 + g_3 R_3) = 1 / (g_1 / \mu_1 + g_2 / \mu_2 + g_3 / \mu_3).$$

Так как $pV/M = RT$, $V/M = v$, то $pv = RT$ и

$$v = RT/p. \quad (2.25)$$

Газовая постоянная смеси $R = g_1 R_1 + g_2 R_2 + g_3 R_3$.

Подставим ее в уравнение (2.25):

$$v = g_1 R_1 T / p + g_2 R_2 T / p + g_3 R_3 T / p.$$

Так как $R_1 T / p = v_1$; $R_2 T / p = v_2$; $R_3 T / p = v_3$, то удельный объем газовой смеси определяется как

$$v = g_1 v_1 + g_2 v_2 + g_3 v_3 = g_1 / \rho_1 + g_2 / \rho_2 + g_3 / \rho_3, \quad (2.26)$$

где v_1, v_2, v_3 и ρ_1, ρ_2, ρ_3 – удельные объемы и плотности компонентов газовой смеси.

Плотность газовой смеси является обратной величиной объема газовой смеси:

$$\rho = 1/v = 1 / (g_1 / \rho_1 + g_2 / \rho_2 + g_3 / \rho_3). \quad (2.27)$$

Пример 2.1

Дымовые газы имеют состав: $\text{CO}_2 = 5$ кг; $\text{CO} = 2$ кг; $\text{N}_2 = 13$ кг.

Определить массовые доли компонентов смеси.

Общая масса смеси $M = 5 + 2 + 13 = 20$ кг.

Массовая доля компонентов: $g_{\text{CO}_2} = M_{\text{CO}_2} / M = 5/20 = 0,25$;
 $g_{\text{CO}} = M_{\text{CO}} / M = 2/20 = 0,1$; $g_{\text{N}_2} = M_{\text{N}_2} / M = 13/20 = 0,65$.

2.3 Теплоемкость

Теплоемкость газов

Теплоемкостью (C) системы называют количество теплоты, необходимое для изменения температуры тела на $1\text{ }^\circ\text{C}$:

$$C = Q/T.$$

В технической термодинамике различают среднюю и истинную теплоемкости.

Средней теплоемкостью (C_m) тела в интервале температур от T_1 до T_2 называют количество теплоты Q , необходимое для повышения температуры тела на $1\text{ }^\circ\text{C}$:

$$C_m = Q/(T_2 - T_1). \quad (2.28)$$

Истинная теплоемкость. При уменьшении разности температур $T_2 - T_1$ средняя теплоемкость приближается к истинной. Если к телу подведено бесконечно малое количество теплоты dQ и температура тела T повысилась на величину dT , то истинная теплоемкость C системы определяется отношением

$$C = dQ/dT. \quad (2.29)$$

В практических расчетах пользуются средней теплоемкостью. Единица измерения теплоемкости джоуль на кельвин (Дж/К).

Для технических расчетов введены понятия удельной, объемной и молярной теплоемкости.

Удельной теплоемкостью c называют отношение теплоемкости системы к массе тела (Дж/(кг·К)):

$$c = C/M = dQ/MdT.$$

Объемной теплоемкостью вещества называют отношение теплоемкости C системы к объему тела V (Дж/(м³·К)):

$$c_{об} = C/V = dQ/VdT.$$

Молярной теплоемкостью тела называют отношение теплоемкости системы к количеству вещества n (Дж/(кмоль·К)):

$$c_\mu = C/n = dQ/(ndT).$$

Зависимости между теплоемкости:

$$c_{об} = c\rho; \quad (2.30)$$

$$c = c_{\mu} / \mu; \quad (2.31)$$

$$c_{\mu} = \mu c_{об} / \rho, \quad (2.32)$$

где ρ – плотность вещества, кг/м³; μ – молярная масса вещества, кг/кмоль.

Значение средних теплоемкостей для различных газов сведены в таблицы, которые можно найти в справочной литературе.

В термодинамике большое значение имеют процессы, совершающиеся при постоянном удельном объеме ($v = \text{const}$) – изохорный процесс (c_v), и при постоянном давлении ($p = \text{const}$) – изобарный процесс (c_p).

При $v = \text{const}$ объем газа не увеличивается, следовательно, он не совершает работу против внешних сил. При $p = \text{const}$ газ расширяется, преодолевает внешнюю силу, действующую на поршень, т. е. совершает работу.

Таким образом, при нагревании газа до одинаковой температуры в одинаковых условиях при изобарном процессе затрачивается больше теплоты, чем при изохорном.

Теплоемкость газа зависит от его физической природы, от условий, в которых происходит процесс, от температуры (а для реальных газов и от давления). Если исходить из того, что теплоемкость газов – величина переменная, зависящая от температуры, то для нагрева на каждый градус необходимо разное количество теплоты. В этом случае пользуются понятием истинной теплоемкости.

Теплоемкость газовой смеси

При нагревании 1 кг газовой смеси теплота расходуется на нагревание ее отдельных компонентов. Удельная теплоемкость смеси равна сумме произведений удельных теплоемкостей компонентов, составляющих смесь, на их массовые или объемные доли.

Если состав смеси задан по массе газа, то ее удельная теплоемкость определяется равенством

$$c_{см} = c_1 g_1 + c_2 g_2 + \dots + c_n g_n. \quad (2.33)$$

Если состав смеси задан объемными долями, то ее удельная теплоемкость определяется равенством

$$c_{\text{см}} = c_1 r_1 + c_2 r_2 + \dots + c_n r_n. \quad (2.34)$$

2.4 Первый закон термодинамики

2.4.1 Основные понятия

Существует два состояния системы: равновесное и неравновесное.

Состояние, при котором во всех точках параметры системы имеют одинаковые, неизменные во времени значения, называют равновесным.

При одинаковом давлении во всех точках системы она находится в состоянии механического равновесия.

При одинаковой температуре во всех точках системы она находится в состоянии термического равновесия.

Неравновесное состояние системы характеризуется различными значениями ее параметров в каждой точке.

Пусть в сосуде с идеально теплоизолированными стенками под невесомым поршнем находится определенное количество газа. Система находится в равновесном состоянии. Температура газа по всему объему постоянна и равна температуре окружающей среды. Силой тяжести, действующей на газ в цилиндре, пренебрегаем. Масса газа распределена по всему объему сосуда равномерно, следовательно, давление во всех точках объема также одинаково и равно давлению окружающей среды. Известно, что система, выведенная из равновесия и не подвергающаяся внешним воздействиям, самостоятельно возвращается в равновесное состояние. Однако из равновесного состояния в неравновесное система не может перейти без внешнего воздействия. Параметры состояния при равновесии не остаются постоянными, а испытывают небольшие колебания вблизи своих равновесных (средних) значений. Поэтому о термодинамическом равновесии можно говорить только в том случае, когда число молекул рассматриваемого газа очень велико. Если рабочее тело под воздействием внешних или внутренних факторов выведено из равновесия, то

все параметры, характеризующие его состояние, изменяются – происходит термодинамический процесс изменения состояния рабочего тела.

В термодинамике термодинамический процесс может быть наглядно представлен в виде $p\nu$ -диаграммы (рисунок 2.1), где по оси абсцисс – удельный объем ν , а по оси ординат – абсолютное давление p .

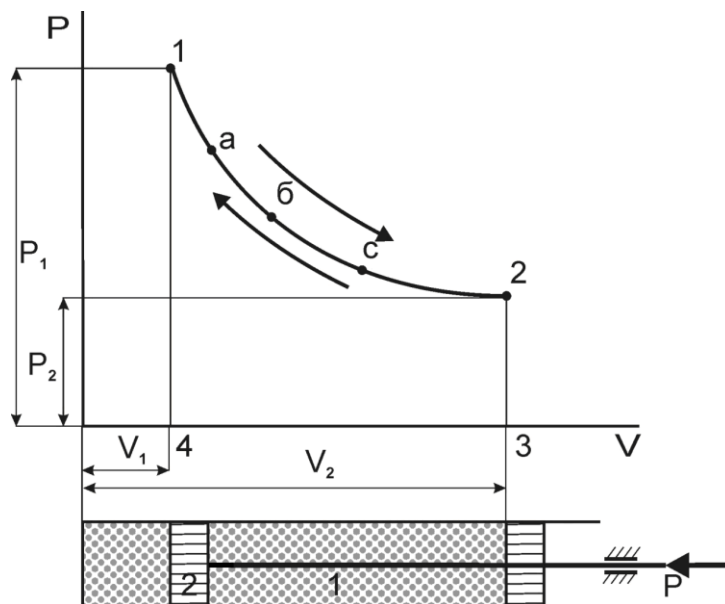


Рисунок 2.1 – Термодинамический процесс на $p\nu$ -диаграмме

Пусть в рабочем пространстве цилиндра 1, снабженного поршнем 2 (см. рисунок 2.1), заключен 1 кг газа с начальными параметрами p_1 , ν_1 (точка 1). Примем, что на поршень с внешней стороны действует постоянная сила P и газ находится в состоянии равновесия. Для осуществления процесса необходимо нарушить равновесие системы.

Допустим, что термическим или механическим воздействием равновесие газа нарушено и начался процесс изменения его состояния. При этом в каждый момент времени система уже не находится в равновесном состоянии и давление p и температура T в каждой точке системы будут изменяться. Поэтому состояние системы теперь нельзя точно характеризовать, задавая три параметра – p , ν и T , следовательно, такой процесс нельзя изобразить графически. Только применяя усредненные параметры, процесс

изменения состояния рабочего тела можно изобразить графически.

Если в конечном равновесном состоянии удельный объем увеличился, то процесс называют расширением (прямой процесс) и характеризуют неравенством $dv > 0$. Если же при изменении состояния газа его удельный объем уменьшился, то процесс называется сжатием (обратный процесс), при этом $dv < 0$.

На p - v -диаграмме изменение состояния газа в каждый момент времени выражается непрерывной последовательностью точек a , b , c и т. д., характеризующих средние значения параметров p и v в соответствующие моменты времени. Процесс, переводящий тело из одного состояния в другое, из точки 1 в точку 2 выражается кривой (1 – 2) средних значений параметров. Точки 1 и 2 характеризуют равновесное состояние системы в начале и в конце процесса. Вид кривой зависит от характера процесса. Такую кривую называют кривой термодинамического процесса.

Обратимость процесса. Процесс, который состоит из непрерывного ряда последовательных равновесных состояний, называют равновесным.

Равновесные процессы являются идеальными, так как протекают с бесконечно малыми скоростями и могут быть осуществлены только при бесконечно малой разности давлений и температур газа и внешней среды.

Термодинамика изучает равновесные (идеальные) процессы.

Равновесный процесс, который может быть осуществлен в обратном направлении через тот же ряд последовательных равновесных состояний без каких-либо конечных изменений как в самом газе, так и во внешней среде, называют обратимым процессом. Для того чтобы процесс был обратимым, он должен быть равновесным.

Изучение обратимых процессов позволяет выявить основные закономерности реальных процессов.

Внутренняя энергия системы. Кинетическую энергию микроскопических тепловых движений молекул и потенциальную энергию их взаимодействия называют внутренней энергией тела.

Система, изолированная от внешней среды или находящаяся во взаимодействии с ней, располагает определенным количеством внутренней энергии U . Если состояние системы изменилось в результате любого термодинамического процесса, то изменение ее внутренней энергии не зависит от того, как протекал этот процесс, а зависит только лишь от конечного и начального состояний рабочего тела. Полное изменение энергии определяется разностью значений энергии в начале и конце взаимодействия тела с внешней средой:

$$\Delta U = U_2 - U_1,$$

где U_2 и U_1 – внутренняя энергия в начале и в конце процесса.

Работа и количество теплоты. Механическая работа, рассматриваемая в термодинамике, является мерой механической энергии. Она производится при перемещении тела в пространстве под действием механической силы. Если газ, находящийся в цилиндре под поршнем, расширяется, то его объем увеличивается ($dv > 0$). При этом происходит перемещение поршня. Такая работа называется положительной. При сжатии ($dv < 0$) работа отрицательная и производится за счет внешних сил.

Для того чтобы вычислить механическую работу, совершаемую термодинамической системой, рассмотрим систему, состоящую из M (кг) газа, находящегося в цилиндре под поршнем (при $p = \text{const}$). Его состояние определяется параметрами p_1, V_1, T_1 , что на диаграмме соответствует точке 1 (рисунок 2.2).

Давление газа p_1 уравновешено внешней силой P , приложенной к штоку поршня. Таким образом, система находится в равновесии. Подведем к системе теплоту Q , которая нарушит равновесное состояние газа. Газ будет расширяться и давить на поршень с силой F , преодолевая силу P . Поршень переместится на расстояние s , совершив при этом работу. Состояние газа в точке 2 определяется параметрами p_2, V_2, T_2 .

Совершенную газом работу можно вычислить по общим правилам механики, а можно определить графически, изобразив ее на pV -диаграмме. Работа W , совершенная газом под действием силы F , равна произведению этой силы на путь s :

$$W = Fs. \tag{2.35}$$

Сила F определяется как

$$F = pA, \quad (2.36)$$

где $p = p_1 = p_2 = \text{const.}$

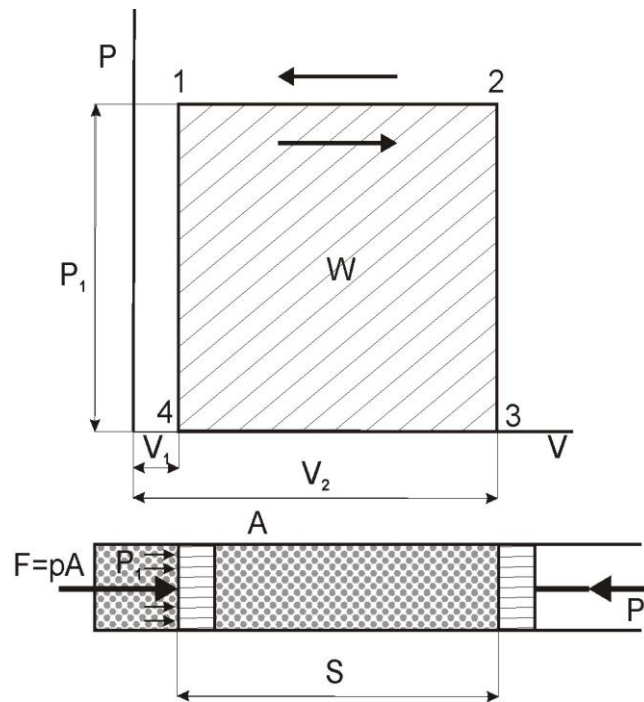


Рисунок 2.2 – Работа изобарного расширения

Подставив в формулу (2.35) значение F из формулы (2.36), получим

$$W = pAs, \quad (2.37)$$

но As – объем цилиндра между начальным и конечным положением поршня.

В результате

$$As = V_2 - V_1 = \Delta V \quad (2.38)$$

$$W = p(V_2 - V_1); \quad (2.39)$$

$$W = p\Delta V. \quad (2.40)$$

Построим pV -диаграмму, определяющую зависимость между объемом в цилиндре и абсолютным давлением. Опустим перпендикуляры из точек 1 и 2. Площадь, заключенная в этом контуре (1, 2, 3, 4), определяет работу расширения газа.

По формуле (2.40) элементарная работа dW определяется как

$$dW = pdV. \quad (2.41)$$

На pV -диаграмме элементарная работа dW изобразится в виде площади бесконечно малого прямоугольника а, б, в, г (рисунок 2.3).

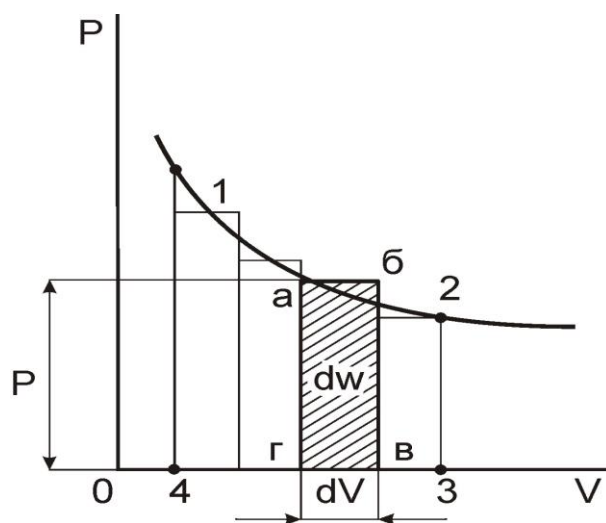


Рисунок 2.3 – Работа изотермического расширения

Полная работа расширения M (кг) газа в процессе 1 – 2 определяется суммой элементарных работ и равна определенному интегралу в пределах изменения объема от V_1 до V_2 :

$$W = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (2.42)$$

Отнеся работу расширения на 1 кг газа, получим

$$dw = p dv \quad (2.43)$$

или

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (2.44)$$

Количество теплоты – мера тепловой энергии, подведенной к системе или отведенной от нее. Количество теплоты зависит не только от начального и конечного состояния системы, но и от пути, по которому происходит изменение ее состояния. Количество теплоты, полученное телом, принято считать положительным, а отданное телом – отрицательным. Количество теплоты и работы измеряется в джоулях.

2.4.2 Формулировка первого закона термодинамики и его следствие

Первый закон термодинамики, по существу, является законом сохранения энергии. Он устанавливает количественную зависимость между подводимой к системе теплотой, ее внутренней энергией и совершаемой работой (механической энергией).

Формулировка первого закона термодинамики: *вся теплота, подведенная к системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы и на совершение внешней работы:*

$$Q = U_2 - U_1 + W, \quad (2.45)$$

где Q – подведенная к системе теплота; U_1 и U_2 – внутренняя энергия системы в начале и конце процесса; W – работа, совершенная системой.

В дифференциальной форме этот закон имеет вид

$$dq = du + dw. \quad (2.46)$$

С учетом равенства (2.43) первый закон термодинамики имеет вид

$$dq = du + pdv. \quad (2.47)$$

Следствие первого закона термодинамики. Решив уравнение (2.29) относительно dq , получим количество теплоты, подведенной к 1 кг газа при бесконечно малом изменении температуры:

$$dq = cdT. \quad (2.48)$$

Поделив почленно равенство (2.47) на dT , получим теплоемкость в общем виде для любого процесса:

$$c = du/dT + pdv/dT.$$

При $v = \text{const}$ правая сторона уравнения равна нулю: $pdv/dT = 0$, тогда

$$c = c_v = (du/dT)_v. \quad (2.49)$$

Решив уравнение (2.49) относительно du и подставив его значение в уравнение первого закона термодинамики (2.47), получим уравнение первого начала термодинамики для любого процесса, выраженное через теплоемкость:

$$dq = c_v dT + pdv. \quad (2.50)$$

При $p = \text{const}$, продифференцировав уравнение состояния $pV = RT$, получим

$$pdV + Vdp = RdT. \quad (2.51)$$

Так как $p = \text{const}$, то $dp = 0$, $Vdp = 0$ и уравнение примет вид

$$pdV = Rdt, \quad (2.52)$$

но изобарная теплоемкость

$$c_p = dq/dT, \quad (2.53)$$

откуда

$$dq = c_p dT. \quad (2.54)$$

Подставив значение dq из формулы (2.54), а значение pdv из формулы (2.52) в равенство (2.50), получим

$$c_p dT = c_v dT + RdT.$$

Разделив последнее равенство почленно на dT , получим зависимость между c_p и c_v любого идеального газа, известную под названием уравнения Майера:

$$c_p = c_v + R \quad (2.55)$$

или

$$c_p - c_v = R. \quad (2.56)$$

Умножим обе части уравнения (2.56) на молярную массу:

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu R = R_0 = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}). \quad (2.57)$$

Так как $c_p > c_v$, то отношение $c_p/c_v = k > 1$ называется показателем адиабаты. Коэффициент k – величина постоянная и зависит от числа атомов в молекуле газа: одноатомный газ – $k = 1,67$; двухатомный газ – $k = 1,40$; трехатомный газ – $k = 1,33$.

Используя показатель адиабаты k , из выражения (2.57) получим

$$c_v = R/(k - 1); \quad c_p = Rk/(k - 1). \quad (2.58)$$

2.4.3 Энтропия

Разделив обе части уравнения первого закона термодинамики

$$dq = c_v dT + pdv$$

на T , получим

$$dq/T = c_v dT/T + p dv/T. \quad (2.59)$$

Из уравнения Клайперона $p\nu = RT$ следует, что

$$p/T = R/\nu. \quad (2.60)$$

Подставив в равенство (2.59) значение p/T из равенства (2.60), получим

$$dq/T = c_v dT/T + R d\nu/\nu.$$

Правая часть этого уравнения представляет собой полный дифференциал некоторой функции переменных T и ν . Обозначив эту функцию через s , запишем

$$ds = dq/T = c_v dT/T + R d\nu/\nu = d(c_v \ln T + R \ln \nu). \quad (2.61)$$

Величина dq/T есть полный дифференциал ds функции s , определяемой для идеального газа выражением в скобках правой части равенства (2.61). Эта величина зависит от состояния газа (температуры и удельного объема) и называется удельной энтропией.

Проинтегрировав уравнение (2.61), получим

$$s_2 - s_1 = c_v \ln T_2/T_1 + R \ln \nu_2/\nu_1. \quad (2.62)$$

Удельная энтропия измеряется в джоулях на килограмм-кельвин (Дж/(кг·К)).

Удельная энтропия – степень использования теплоты. Она характеризует работу двигателя и его экономичность. Графическое изображение термодинамического процесса в системе координат T, s представлено на рисунке 2.4.

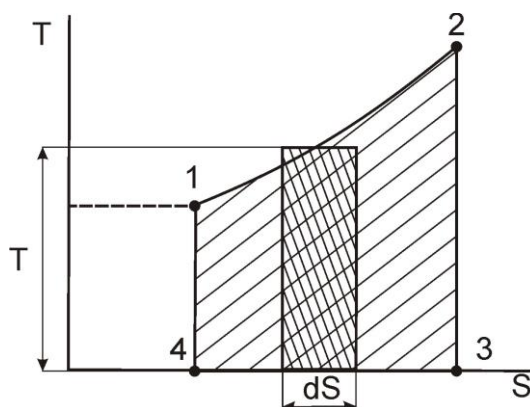


Рисунок 2.4 – Произвольный процесс на Ts -диаграмме

Теплота процесса на Ts -диаграмме определяется площадью под кривой процесса.

Линия 1 – 2 на Ts -диаграмме изображает произвольный процесс. Элементарное количество удельной теплоты процесса dq , равное Tds , численно равно площади фигуры, имеющей высоту T и основание ds , т.е. фигуры 1-2-3-4 под кривой процесса:

$$A = \int_{s_1}^{s_2} Tds = q.$$

Таким образом, pv -диаграмма дает возможность графически определить полученную или затраченную работу, а Ts -диаграмма – степень использования теплоты.

2.4.4 Энтальпия

Выразим уравнение первого закона термодинамики (2.47)

$$dq = du + pdv$$

для произвольного конечного процесса изменения состояния газа, определяемого любой кривой 1 – 2:

$$q = u_2 - u_1 + \int_1^2 pdv.$$

Так как

$$pdv = d(pv) - vdp,$$

то уравнение (2.47) можно записать в виде

$$dq = du + d(pv) - vdp$$

или

$$dq = d(u + pv) - vdp.$$

Здесь $u + pv$ – сумма внутренней энергии и работы, которую газ способен совершить при изменении своего удельного объема от 0 до v при постоянном давлении p . Она называется энтальпией и обозначается i :

$$di = du + d(pv). \quad (2.63)$$

Таким образом, первый закон термодинамики можно записать как

$$dq = di - vdp, \quad (2.64)$$

где vdp – элементарная удельная работа.

При $p = \text{const}$ $vdp = 0$, поэтому

$$dq_p = \text{const} = di,$$

$$dq_p = \text{const} = i_2 - i_1.$$

Для определения энтальпии используют таблицы или диаграммы для газов и паров.

2.5 Термодинамические процессы изменения состояния идеального газа

2.5.1 Изохорный процесс

Уравнение изохорного процесса $v = \text{const}$.

Соотношение параметров: $p_1 v_1 = RT_1$ и $p_2 v_1 = RT_2$ (рисунок 2.5).

Разделив первое уравнение на второе, получим уравнение Шарля

$$p_1 / p_2 = T_1 / T_2.$$

Уравнение Шарля гласит: *при изохорном процессе изменение абсолютных давлений прямо пропорционально изменению абсолютных температур.*

Если от системы отвести удельную теплоту, то процесс пойдет в обратную сторону.

Теплота процесса. Из уравнения (2.50)

$$dq_v = c_v dT + p dv \quad (2.65)$$

при $v = \text{const}$, $dv = 0$ и $p dv = 0$ имеем

$$dq_v = c_v dT.$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$q_v = c_v (T_2 - T_1).$$

При $T_2 > T_1$ процесс положительный, происходит подвод тепла.

При $T_2 < T_1$ процесс отрицательный, происходит отвод тепла.

Количество отведенной и подведенной теплоты определяется площадью фигуры 1-2-3-4 (рисунок 2.5, а), а $(s_2 - s_1)$ – разностью отрезков.

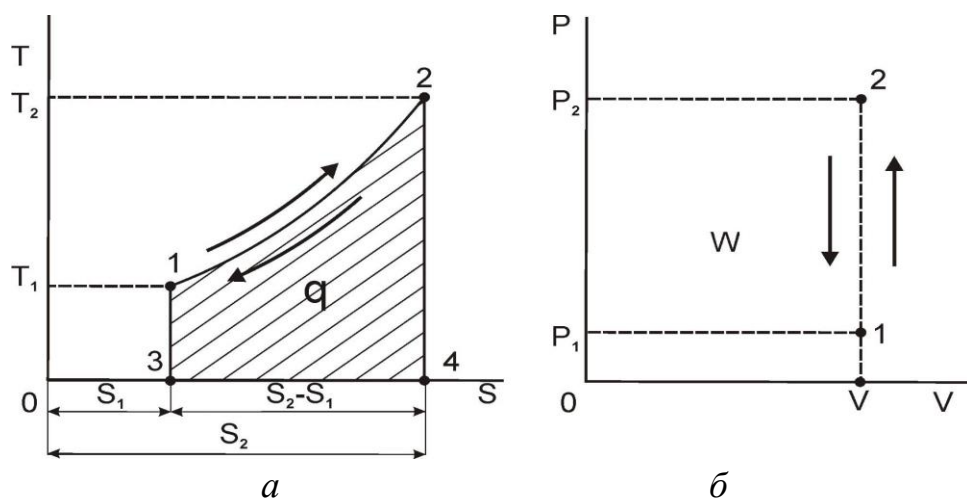


Рисунок 2.5 – Изохорный процесс изменения состояния газа:
а – на Ts -диаграмме; б – на pV -диаграмме

Изменение энтропии. По формуле (2.62) изменение энтропии определяется как

$$s_2 - s_1 = c_p \ln T_2/T_1 + R \ln v_2/v_1,$$

так как $v_2 = v_1$, то $R \ln v_2/v_1 = 0$, тогда

$$s_2 - s_1 = c_v \ln T_2/T_1,$$

где c_v – средняя изохорная удельная теплоемкость в интервале температур от T_2 до T_1 .

Работа процесса. В соответствии с основным законом термодинамики

$$dq_v = du + pdv,$$

но при $v = \text{const}$ имеем $dv = 0$ и $pdv = 0$, в результате уравнение примет вид

$$dq_v = du.$$

Таким образом, при изохорном процессе работа не совершается, а все тепло расходуется на изменение внутренней энергии.

2.5.2 Изобарный процесс

Уравнение изобарного процесса $p = \text{const}$.

Соотношение параметров: $p_1v_1 = RT_1$ и $p_1v_2 = RT_2$ (рисунок 2.6).

Разделив первое уравнение на второе, получим уравнение Гей-Люссака

$$v_1/v_2 = T_1/T_2.$$

Уравнение Гей-Люссака гласит: *если от системы отвести некоторое количество удельной теплоты, то при постоянном давлении газ уменьшит свой объем и температуру.*

Теплота процесса

$$q_p = c_p(T_2 - T_1),$$

где c_p – изобарная удельная теплоемкость в интервале температур от T_2 до T_1 .

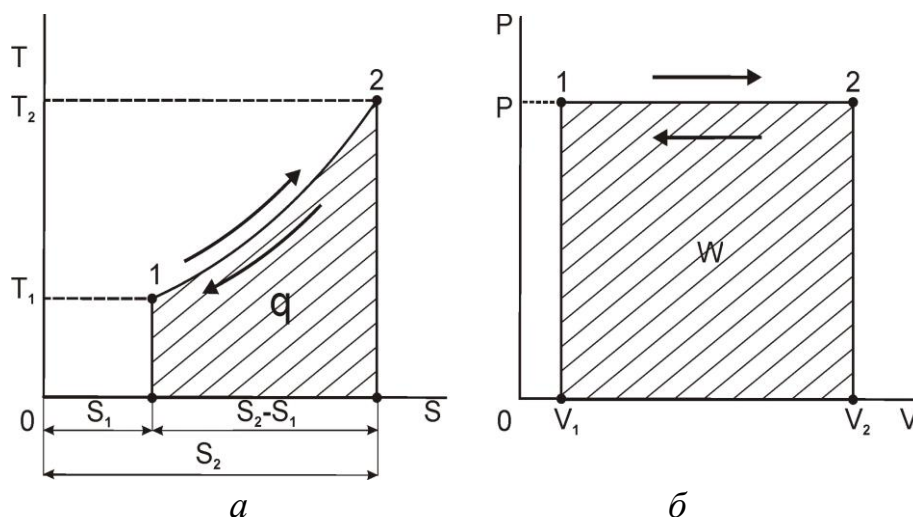


Рисунок 2.6 – Изобарный процесс изменения состояния газа:
а – на Ts -диаграмме; б – на pV -диаграмме

Количество подведенной или отведенной удельной теплоты на Ts -диаграмме (см. рисунок 2.6) определяется площадью, ограниченной кривой 1-2, крайними ординатами и отрезком оси абсцисс, равным $s_2 - s_1$:

$$dq_p = di + vdp,$$

но при $p = \text{const}$ $dp = 0$.

Таким образом,

$$dq_p = di \quad \text{или} \quad q_p = i_2 - i_1. \quad (2.66)$$

Количество подведенной теплоты равно приращению удельной энтальпии.

Изменение энтропии. Если в формуле (2.62) использовать соотношение параметров изобарного процесса, то изменение энтропии примет вид

$$s_2 - s_1 = c_p \ln T_2/T_1 + R \ln T_2/T_1 = (c_v + R) \ln T_2/T_1.$$

Используя уравнение Майера $c_v + R = c_p$, имеем

$$s_2 - s_1 = c_p \ln T_2/T_1. \quad (2.67)$$

Работа процесса. Удельная работа при изобарном процессе определяется как

$$w = p(v_2 - v_1).$$

Удельную работу определим, используя уравнения состояния газа при $p = \text{const}$:

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad (2.68)$$

$$p_2 v_2 = RT_2. \quad (2.69)$$

Вычитая из уравнения (2.68) уравнение (2.69), получаем

$$p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1),$$

$$w = R(T_2 - T_1).$$

При повышении температуры на 1°C $w = R$.

При изобарном процессе большая часть подведенной удельной теплоты расходуется на повышение внутренней удельной энергии, а меньшая – на совершение внешней механической работы.

2.5.3 Взаимное расположение изохоры и изобары на Ts -диаграмме

На рисунке 2.7 представлена Ts -диаграмма изохорного и изобарного процессов. Точка 1 имеет параметры s_1 и T_1 . Подведем к системе удельную теплоту и закончим процесс при температуре T_2 . Удельная энтропия изменится для изохорного процесса от s'_1 до s'_2 , а для изобарного процесса от s''_1 до s''_2 . Изохора круче

изобары, так как $c_p > c_v$, поэтому изменение удельной энтропии при изобарном процессе больше, чем при изохорном:

$$(s_2'' - s_1'') > (s_2' - s_1').$$

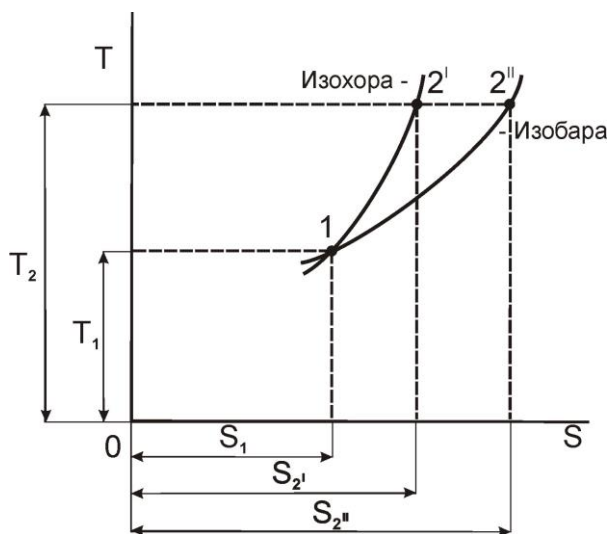


Рисунок 2.7 – Совместное расположение изохоры и изобары на Ts -диаграмме

2.5.4 Изотермический процесс

Уравнение изотермического процесса $T = \text{const}$.

Соотношение параметров: $p_1 v_1 = RT_1$ и $p_2 v_2 = RT_1$.

Поделив первое уравнение на второе, получим уравнение Бойля – Мариотта

$$p_1 / p_2 = v_2 / v_1.$$

Теплота процесса. Уравнение первого начала термодинамики

$$dq_T = c_v dT + p dv,$$

но $T = \text{const}$, следовательно, $dT = 0$ и $c_v dT = 0$, поэтому

$$dq_T = p dv.$$

Все подведенное количество удельной теплоты при изотермическом процессе расходуется на совершение внешней механической работы, которая определяется площадью фигуры 1-2- v_1 - v_2 на $p v$ -диаграмме (рисунок 2,8, б).

Количество подведенной или отведенной теплоты определяется графически площадью, ограниченной точками 1, 2 и отрезком $s_2 - s_1$ на Ts -диаграмме (рисунок 2.8, а).

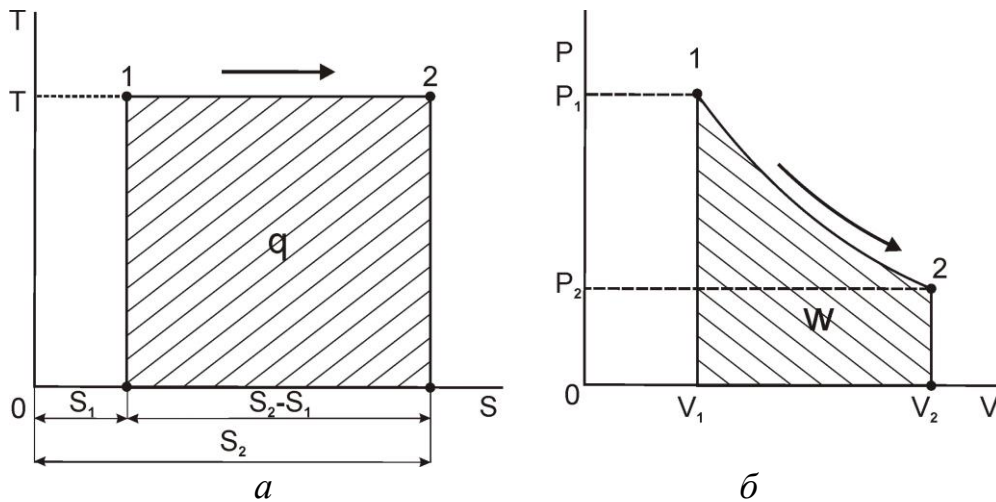


Рисунок 2.8 – Изотермический процесс изменения состояния газа:
а – Ts -диаграмма; *б* – pV -диаграмма

Изменение энтропии в изотермическом процессе 1-2 вычисляется по формуле

$$s_2 - s_1 = R \ln v_2/v_1.$$

Работа процесса. Удельную работу расширения газа определяют по формуле

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Подставляя значения p из формулы $pV = RT$ и учитывая, что RT можно вынести из-под знака интеграла, получим

$$w = RT \int_{v_1}^{v_2} dv/v = RT (\ln v_2 - \ln v_1),$$

или

$$w = RT \ln v_2/v_1, \text{ или } w = RT \ln p_1/p_2.$$

Исходя из уравнения состояния газа

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = RT,$$

получим

$$w = p_1 v_1 \ln v_2/v_1 = p_2 v_2 \ln v_2/v_1.$$

Так как $dq = Tds$, то, интегрируя, получим

$$\int_{s_1}^{s_2} Tds = \int_{v_1}^{v_2} p dv = w.$$

Так как $T = \text{const}$, то T можно вынести за знак интеграла:

$$w = T \int_{s_1}^{s_2} ds = T(s_2 - s_1).$$

Удельная работа при изотермическом расширении или сжатии равна произведению температуры процесса на изменение удельной энтропии.

2.5.5 Адиабатный процесс

При адиабатном термодинамическом процессе изменения состояния газа допускают, что к нему не подводят и от него не отводят теплоту, т. е. процессы расширения и сжатия газа протекают только благодаря изменению его внутренней энергии.

В связи с тем что реальные процессы не являются абсолютно равновесными и отсутствуют идеальные теплоизоляторы, адиабатный процесс на практике получить невозможно.

Условно считают адиабатными быстропотекающие процессы, так как в этих случаях теплообмен между рабочим телом и средой незначителен. Адиабатными считают процессы в двигателях внутреннего сгорания при истечении газов с большими скоростями.

Удельная теплота при адиабатном процессе не подводится к системе и не отводится от нее, т. е. $dq = 0$, а следовательно, $ds = dq/T = 0$. Поэтому удельная энтропия системы остается постоянной и уравнение процесса имеет вид

$$s = \text{const} .$$

При адиабатном процессе все три параметра, входящие в уравнение Клайперона, переменны.

Предположим, что в рабочем пространстве стенки, дно и поршень цилиндра абсолютно не теплопроводны, поэтому теплообмен между системой и внешней средой отсутствует (рисунок 2.9).

Состояние газа в точке 1 определяется параметрами p_1, v_1, T_1 . Внешняя сила P , приложенная к штоку поршня, равна внутренней силе F , с которой газ давит на внутреннюю поверхность поршня. Система, таким образом, находится в равновесии. При увеличе-

нии или уменьшении силы P газ будет соответственно сжиматься или расширяться, изменяя при этом свои параметры. Допустим, что сила P уменьшилась. Газ адиабатно расширился, давление и температура его понизились (рисунок 2.9, *a*), удельный объем при этом увеличился (рисунок 2.9, *б*). В точке 2 состояние газа определяется параметрами p_2, v_2, T_2 .

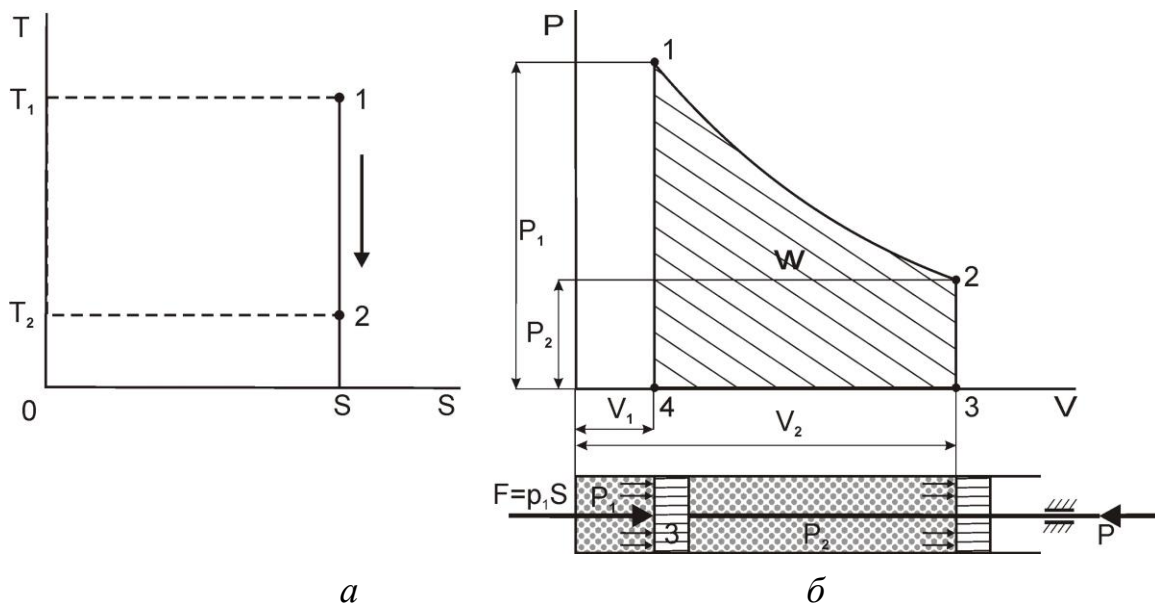


Рисунок 2.9 – Адиабатный процесс изменения состояния газа:
a – Ts -диаграмма; *б* – pV -диаграмма

Определим соотношение параметров во время адиабатного изменения состояния газа. Для этого запишем уравнение первого начала термодинамики в виде

$$dq = c_v dT + p dv,$$

но $dq = 0$, следовательно,

$$c_v dT + p dv = 0. \quad (2.70)$$

Продифференцировав уравнение Клайперона ($pV = RT$), получим

$$p dv + v dp = R dT.$$

Решим полученное уравнение относительно dT :

$$dT = (p dv + v dp) / R.$$

Подставим значение dT в уравнение (2.70):

$$(c_v / R)(p dv + v dp) + p dv = 0.$$

Разделим полученное равенство на c_v/R и вынесем за скобки $p dv$:

$$(1 + R/c_v) p dv + v dp = 0. \quad (2.71)$$

Подставим значение газовой постоянной R из равенства $c_p - c_v = R$ в формулу (2.71) и, сделав преобразования, получим

$$(c_p/c_v) p dv + v dp = 0, \quad (2.72)$$

или, так как $c_p/c_v = k$, то

$$k p dv + v dp = 0.$$

Разделив оба слагаемые на $p v$:

$$k dv/v + dp/p = 0,$$

проинтегрировав, получим

$$p v^k = \text{const}. \quad (2.73)$$

Уравнение (2.73) называют уравнением адиабатного процесса, а кривую 1-2 на рисунке 2.9, b – адиабатой.

Уравнение можно переписать в виде

$$p_1/p_2 = (v_2/v_1)^k, \quad (2.74)$$

а так как по уравнению Клайперона

$$p_1 = RT_1/v_1 \text{ и } p_2 = RT_2/v_2,$$

то, подставив значения p_1 и p_2 , получим

$$T_1/T_2 = (v_2/v_1)^{k-1}. \quad (2.75)$$

Используя выражения (2.74) и (2.75), можем получить уравнение

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

Теплота процесса. Адиабатный процесс протекает без подвода и отвода тепла, т. е. при $dq = 0$.

Применительно к адиабатному процессу уравнение первого закона термодинамики имеет вид

$$\begin{aligned} du + p dv &= 0, \\ du &= -p dv. \end{aligned} \quad (2.76)$$

Из уравнения (2.76) видно, что при адиабатном изменении состояния газа удельная работа внешних сил равна изменению удельной внутренней энергии газа. При адиабатном сжатии затраченная внешняя удельная работа идет на увеличение внутренней удельной энергии газа (давление и температура повышаются).

Работа процесса. Графически работа адиабатного процесса определяется площадью фигуры 1-2-3-4 на рисунке 2.9, б. При $dq = 0$ имеем

$$c_v dT = -p dv.$$

Интегрируя данное выражение, получаем

$$\int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1) = - \int_{v_1}^{v_2} p dv = -w.$$

Удельная работа при адиабатном процессе определяется как

$$w = u_1 - u_2 = c_v (T_1 - T_2), \quad (2.77)$$

а так как $c_v = R/(k - 1)$, то

$$w = R/(k - 1)(T_1 - T_2) \quad (2.78)$$

или с учетом уравнения Клайперона

$$w = 1/(k - 1)(p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (2.79)$$

2.5.6 Взаимное расположение изотермы и адиабаты на Ts -диаграммах

В двух цилиндрах одинакового размера находится по 1 кг газа одного состава. Системы находятся в равновесии. Их состояние характеризуется точкой A (рисунок 2.10). Предположим, что одна система расширяется по изотерме, а другая – по адиабате.

На Ts -диаграмме изотерма представляет собой прямую линию, параллельную оси абсцисс (рисунок 2.10, а), поскольку изотермический процесс протекает при $T = \text{const}$. Если газ расширяется, то изотерма от начальной точки A направлена вправо (линия $A-1$), т.е. процесс протекает с увеличением удельной энтропии. При изотермическом сжатии газа процесс протекает с уменьшением удельной энтропии и изотерма направлена от точки A влево (линия $A-2$).

Поскольку адиабатный процесс протекает при $dq = 0$, то изменение удельной энтропии в этом процессе также равно нулю:

$$s = \text{const} .$$

Поэтому на Ts -диаграмме адиабата изображается прямой, параллельной оси ординат. При расширении газа адиабата направлена вниз от начальной точки A (линия $A-3$) и процесс протекает с понижением температуры, тогда как при сжатии газа адиабата направлена вверх и процесс протекает с повышением температуры (линия $A-4$).

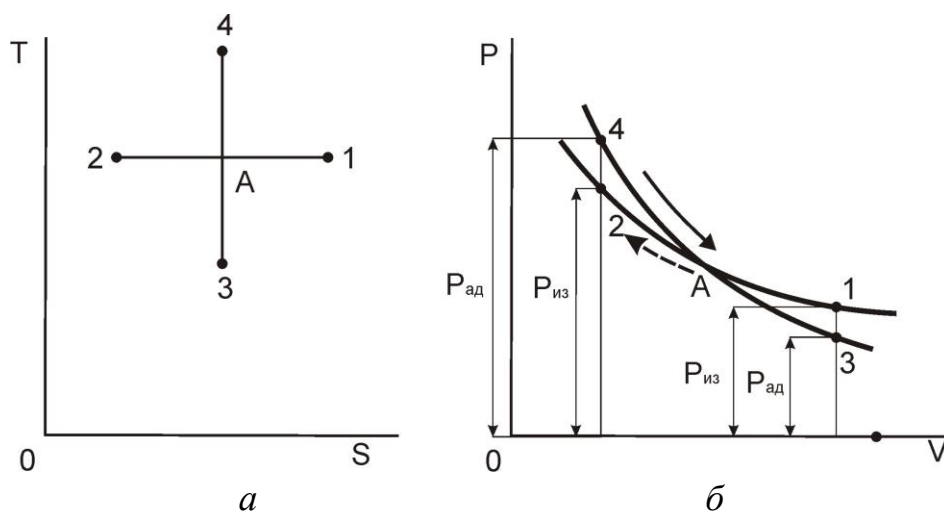


Рисунок 2.10 – Совместное расширение изотермы и адиабаты:
 a – на Ts -диаграмме; $б$ – на $p-v$ -диаграмме

На $p-v$ -диаграмме (рисунок 2.10, $б$) видно, что при адиабатном расширении давление газа падает быстрее (линия $A-3$), чем при изотермическом (линия $A-1$). Это объясняется тем, что адиабатный процесс протекает без подвода теплоты, расширение газа происходит исключительно вследствие падения его внутренней энергии. При этом температура газа понижается. При изотермическом процессе расширение газа происходит как за счет падения его внутренней энергии, так и за счет подведенной теплоты. Температура газа по условию изотермического процесса остается постоянной. А так как температура газа связана с его давлением, то и давление его падает меньше, чем при адиабатном процессе.

Если от точки A газ сжимать, то адиабата $A-4$ расположится круче изотермы $A-2$. Это объясняется тем, что при адиабатном сжатии теплота не отводится и температура газа повышается,

а следовательно, и давление возрастает быстрее, чем при изотермическом сжатии. Поэтому $p_{ад} > p_{из}$.

2.5.7 Политропный процесс

В действительных процессах происходит изменение всех параметров. Кривые, описывающие реальные процессы, называют политропными. Их уравнение имеет вид

$$pv^n = \text{const},$$

где n – постоянная для данного процесса величина, которая называется показателем политропы.

Изменяя значения показателя политропы, можно получить кривые, характеризующие рассмотренные случаи изменения состояния газа. Так, при $n = 0$ политропный процесс становится изобарным, при $n \rightarrow \infty$ – изохорным, при $n = 1$ – изотермическим, а при $n = k$ – адиабатным. Если $n > k$ (рисунок 2.11), то при расширении газа политропа пойдет круче адиабаты, указывая, что расширение протекает с отводом теплоты и процесс уже не адиабатный. Если же $n < k$, то политропа пойдет выше изотермы, а это означает, что теплота системе сообщается больше, чем при изотермическом процессе, но меньше, чем при изобарном.

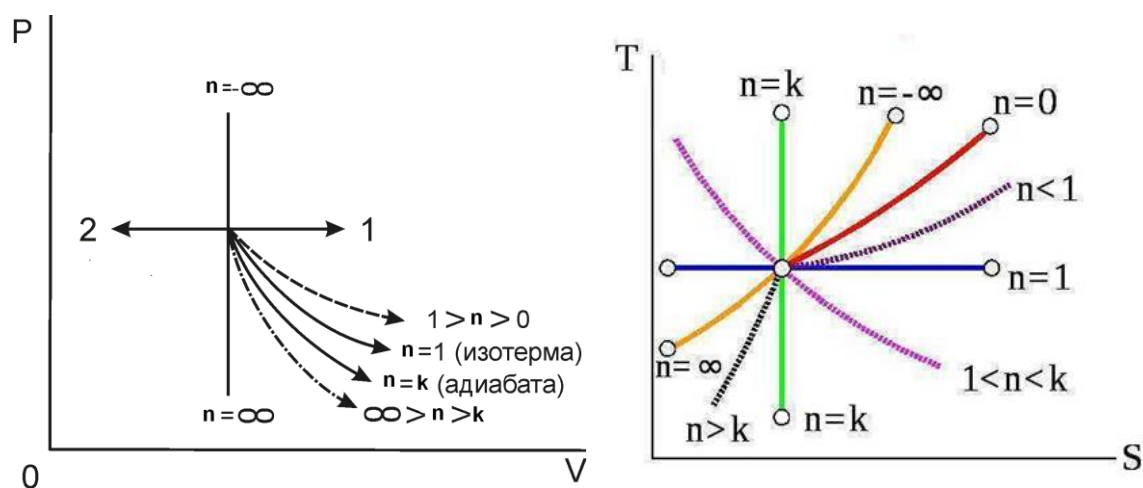


Рисунок 6.7 – Частные случаи политропного процесса на p - v - и T - s -диаграммах

Уравнение политропы аналогично уравнению адиабаты. Заменяв показатель адиабаты на показатель политропы, получим уравнения

$$p_2/p_1 = (v_1/v_2)^n, \quad (2.80)$$

$$T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(n-1)/n}, \quad (2.81)$$

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{(n-1)}. \quad (2.82)$$

Количество удельной теплоты при политропном процессе

$$dq = c_n dT. \quad (2.83)$$

Удельная теплоемкость определяется формулой

$$c_n = c_v (n - k)/(n - 1). \quad (2.84)$$

Выражение для удельной работы можно получить из уравнений

$$w = [R/(n-1)](T_1 - T_2); \quad (2.85)$$

$$w = [1/(n-1)](p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (2.86)$$

2.6 Второй закон термодинамики

2.6.1 Круговой процесс теплового двигателя

Состояние тела, характеризуемое давлением и удельным объемом, на p - v -диаграмме изображается точкой. Изменение состояния рабочего тела на этой диаграмме изображается кривой термодинамического процесса. Последовательный ряд процессов, во время которых тело, испытав ряд изменений, возвращается в первоначальное состояние, называют круговым процессом или идеальным циклом.

Расчеты современных тепловых двигателей основаны на идеальных круговых процессах преобразования теплоты в механическую работу – идеальных циклах. В идеальных циклах процессы протекают обратимо, где отсутствуют потери, связанные с наличием трения и отсутствием идеальных теплоизоляторов.

Процесс отвода теплоты в идеальных циклах рассматривается как отдача ее холодильнику. В реальных циклах отвод теплоты осуществляется выпуском отработавшего пара или газа. Процессы адиабатного сжатия протекают без теплообмена между рабочим телом и средой. Процессы расширения и сжатия в реальных

циклах протекают с теплообменом и не могут полностью соответствовать адиабатным.

Рассмотрим круговой обратимый процесс, изображенный на рисунке 2.12.

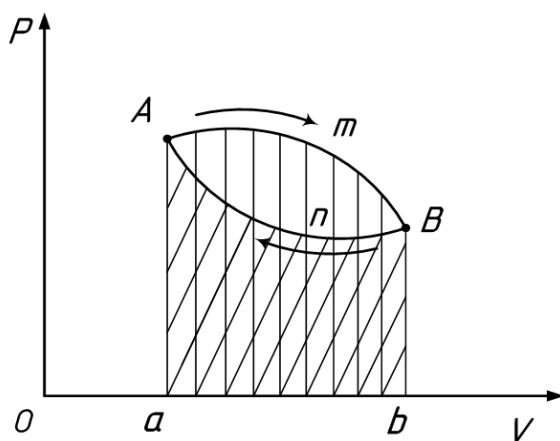


Рисунок 2.12 – Круговой процесс на p v -диаграмме

При подведении теплоты Q_1 состояние рабочего тела изменяется по линии A - m - B . В результате совершается положительная работа W_1 , численно равная площади фигуры A - m - B - b - a - A . Под воздействием внешних сил рабочее тело из точки B возвращается в свое первоначальное состояние (в точку A) по линии B - n - A . В точке A цикл замыкается. На сжатие тела затрачивается отрицательная работа W_2 внешних сил, численно равная площади фигуры A - n - B - b - a - A . Линия кругового процесса на p v -диаграмме представляет собой замкнутый контур A - m - B - n - A , площадь которого равна разности площадей фигур A - m - B - b - a - A и A - n - B - b - a - A .

Полезная работа равна разности работ расширения и сжатия:

$$W = W_1 - W_2 .$$

Чем ниже располагается линия сжатия B - n - A по отношению к линии расширения A - m - B , тем больше полезная работа W . Линия расширения A - m - B с направлением по часовой стрелке называется прямым круговым циклом. Он является общим для всех тепловых двигателей. Направление обратного кругового цикла противоположно направлению часовой стрелки. По обратным циклам работают холодильные машины.

Термический КПД цикла. Для непрерывной работы двигателя, превращающего теплоту в механическую работу, необходимо иметь источник, сообщаящий телу теплоту Q_1 , и холодильник, получающий от тела теплоту Q_2 .

Механическая работа согласно первому закону термодинамики будет равна

$$Q_1 - Q_2 = \Delta U + W.$$

Но приращение внутренней энергии ΔU в круговом процессе равно нулю, так как тепло возвращается в свое первоначальное состояние. Поэтому

$$Q_1 - Q_2 = W.$$

Термический КПД цикла определяется как

$$\eta_t = W/Q_1 = (Q_1 - Q_2)/Q_1 \quad (2.87)$$

или

$$\eta_t = 1 - Q_2/Q_1. \quad (2.88)$$

В круговом процессе термический КПД цикла является оценкой степени использования теплоты. Чем больше его величина, тем большая часть теплоты, сообщенной рабочему телу, превращается в полезную работу и тем совершеннее цикл. Если бы была возможность получить замкнутый цикл по кривой $A-m-B-b-a-A$, то количество теплоты Q_2 было бы равно нулю и термический КПД равнялся единице. Совершить такой цикл невозможно, так как процесс по этой линии должен протекать при температуре, равной абсолютному нулю (-273°C), что неосуществимо. Поэтому $\eta_t < 1$.

2.6.2 Прямой цикл Карно

Самым совершенным циклом является цикл Карно, предложенный в 1824 г. французским ученым Сади Карно. Цикл Карно обратим и состоит из четырех процессов: двух изотермических и двух адиабатных.

Предположим, что идеальный газ помещен в цилиндр, стенки и поршень которого абсолютно теплоизолированы. Дно цилиндра в зависимости от процесса либо термически изолируется от

внешней среды, либо попеременно сообщается то с источником теплоты, имеющим температуру T_1 , то с холодильником, имеющим температуру $T_2 < T_1$. На рисунке 2.13 графически изображен цикл Карно. Начальное состояние системы определяется точкой a с параметрами p_1, v_1, T_1 . Рассмотрим все четыре процесса, образующие цикл Карно.

Первый процесс – изотермическое расширение. Дно цилиндра находится в термическом контакте с источником теплоты. Система получает удельную теплоту в количестве q_1 и изотермически расширяется по линии $a-b$, совершая при этом удельную работу вследствие подведенной извне теплоты. В точке b источник теплоты убирается от цилиндра, и система термически изолируется (дно цилиндра перекрывается идеальным теплоизолирующим материалом).

Второй процесс – адиабатное расширение. Газ расширяется по линии $b-c$ без теплообмена с внешней средой, поршень перемещается, и газ совершает удельную работу за счет своей внутренней удельной энергии. При этом температура и давление падают. Движение поршня прекращается в точке c , когда температура системы достигает температуры холодильника T_2 . После этого цилиндр приводится в термический контакт с холодильником и начинается третий процесс.

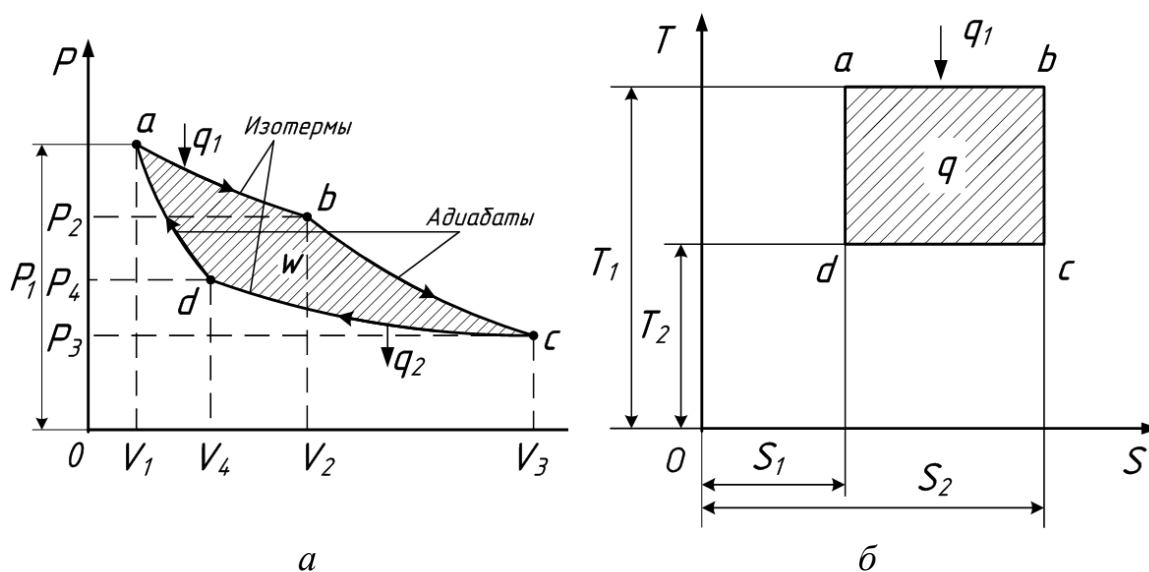


Рисунок 2.13 – Цикл Карно на pV -диаграмме (а) и Ts -диаграмме (б)

Третий процесс – изотермическое сжатие. Поршень возвращается в первоначальное положение настолько медленно, что газ остается при температуре холодильника. При этом над газом совершается работа внешними силами. Объем его уменьшается, температура остается постоянной, а давление возрастает. В точке d система термически изолируется.

Четвертый процесс – адиабатное сжатие. Сжатие газа внешними силами продолжается, но без теплообмена. Объем его уменьшается, а температура и давление повышаются. Когда температура достигает температуры источника теплоты T_1 , процесс сжатия прекращается и цикл Карно замыкается. Таким образом, на диаграмме цикл Карно изображается замкнутой кривой $a-b-c-d-a$. При этом совершается удельная работа w , численно равная площади, ограниченной этой кривой.

На Ts -диаграмме (рисунок 2.13, б) площадь фигуры $a-b-c-d-a$ численно равна количеству удельной теплоты, преобразованной в полезную удельную работу. Площади на обеих диаграммах должны быть равны. Термический КПД цикла Карно определяется по формуле

$$\eta_t = 1 - T_2/T_1. \quad (2.89)$$

Из формулы (2.89) следует:

1) термический КПД цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела, а определяется только значениями абсолютных температур T_2 и T_1 (теорема Карно);

2) значение термического КПД цикла Карно возрастает с увеличением T_1 и уменьшением T_2 ;

3) термический КПД цикла Карно всегда меньше единицы, так как равным единице он мог бы быть или при $T_2 = 0$, или при $T_1 = \infty$, что недостижимо даже в идеальном цикле;

4) цикл Карно – эталон, к которому необходимо стремиться при создании реальных машин.

Для повышения термического КПД цикла Карно необходимо увеличивать перепад температур между источником тепла и холодильником. Реальный тепловой двигатель тем совершеннее, чем ближе его КПД к КПД цикла Карно, протекающего в тех же температурных границах.

2.6.3 Обобщенный (регенеративный) цикл Карно

При наличии только двух источников теплоты с температурами T_1 и T_2 можно осуществить более сложный цикл, если использовать регенерацию теплоты (рисунок 2.14).

Рассмотрим цикл $a-b-f-e$ на рисунке 2.14, состоящий из двух изотерм $a-b$ и $f-e$ и двух произвольных равновесных процессов $b-f$ и $e-a$, линии которых эквидистантны на Ts -диаграмме.

Для равновесного нагрева рабочего тела по линии $e-a$ и охлаждения по линии $b-f$ нужно располагать бесконечно большим количеством источников теплоты, чтобы при каждой температуре в диапазоне $T_2 - T_1$ теплообмен между источником теплоты и рабочим телом протекал обратимо. Однако можно осуществить процесс так, чтобы теплота δq , выделяющаяся при охлаждении тела при температуре T по линии $b-f$, затрачивалась на нагрев тела при той же температуре по линии $e-a$.

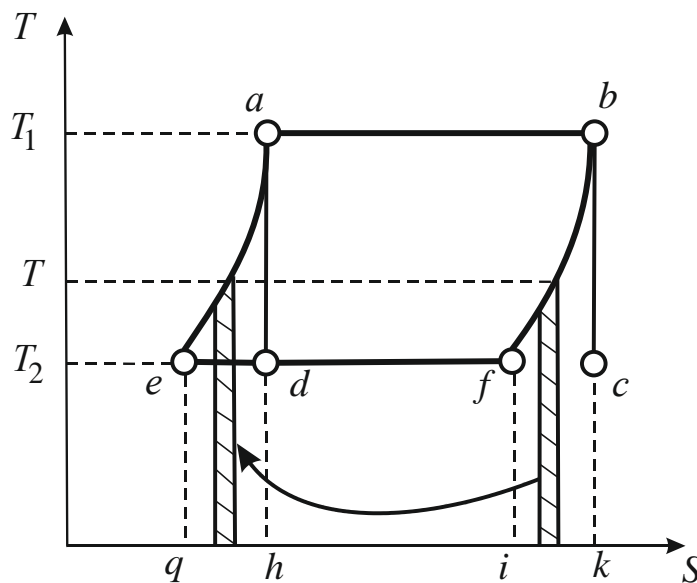


Рисунок 2.14 – Обобщенный (регенеративный) цикл Карно

Если линии $e-a$ и $b-f$ эквидистантны, то количества отданной при охлаждении (площадь $i-f-b-k$) и полученной при нагреве (площадь $g-e-a-h$) теплоты одинаковы, т.е. теплота, выделенная при охлаждении по линии $b-f$, полностью используется (регенерируется) по линии $e-a$. От горячего источника при температуре T_1 по-прежнему подводится теплота q_1 , эквивалентная площади

$h-a-b-k$, и к холодному источнику при температуре T_2 отводится теплота q_2 , соответствующая площади $g-e-f-i$.

Термический КПД данного цикла

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(s_k - s_h) - T_2(s_i - s_g)}{T_1(s_k - s_h)}.$$

Но $s_k - s_h = s_i - s_g$ вследствие эквидистантности кривых $b-f$ и $e-a$, поэтому

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Таким образом, обратимые циклы, подобные рассмотренному и осуществляемые так же, как и цикл Карно, между двумя источниками теплоты, имеют КПД, равный КПД цикла Карно. Они называются обобщенными (регенеративными) циклами Карно.

2.6.4 Обратный цикл Карно

Осуществим цикл Карно в обратном направлении. Рабочее тело с начальными параметрами точки a (рисунок 2.15) расширяется по адиабате, совершая работу расширения за счет внутренней энергии, и охлаждается от температуры T_1 до температуры T_2 . Дальнейшее расширение происходит по изотерме, и рабочее тело отбирает от нижнего источника с температурой T_2 теплоту q_2 .

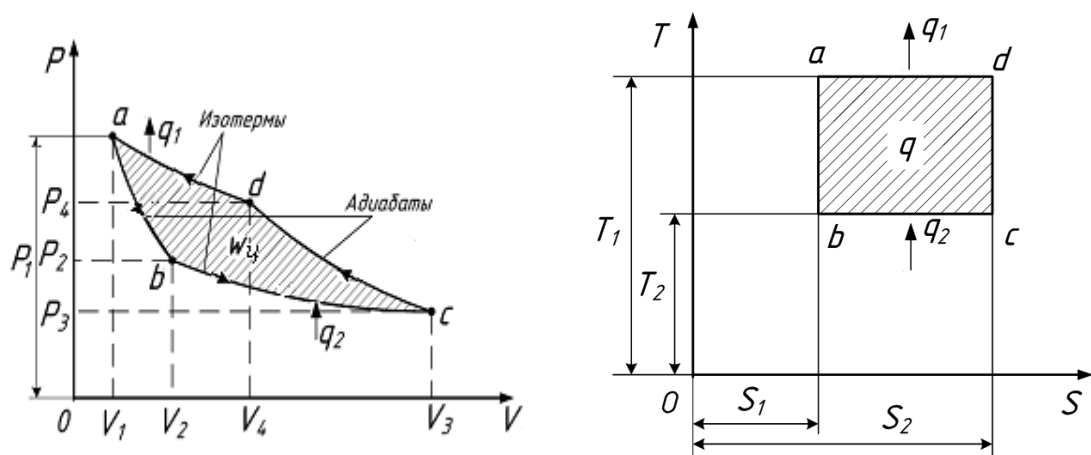


Рисунок 2.15 – Обратный цикл Карно на pV - и Ts -диаграммах

Затем газ подвергается сжатию сначала по адиабате, и его температура от T_2 повышается до T_1 , а затем по изотерме ($T_1 =$

= const). При этом рабочее тело отдает верхнему источнику с температурой T_1 количество теплоты q_1 .

Общая схема преобразования энергии показана на рисунке 2.16. Поскольку в обратном цикле сжатие рабочего тела происходит при более высокой температуре, чем расширение, работа сжатия, совершаемая внешними силами, больше работы расширения на величину площади $a-b-c-d$, ограниченной контуром цикла. Эта работа превращается в теплоту и вместе с теплотой q_2 передается верхнему источнику. Таким образом, затратив на осуществление обратного цикла работу $w_{ц}$, можно перенести теплоту от источника с низкой температурой к источнику с более высокой температурой, при этом нижний источник отдаст количество теплоты q_2 , а верхний получит количество теплоты $q_1 = q_2 + w_{ц}$.

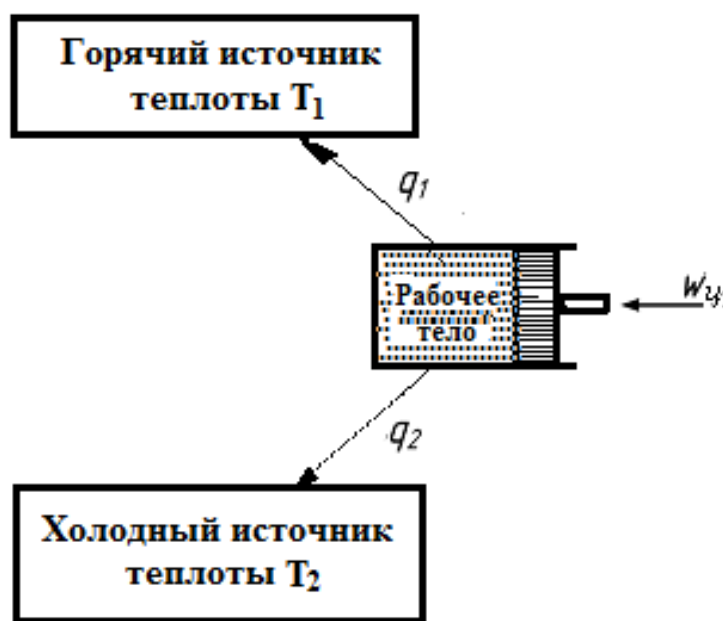


Рисунок 2.16 – Термодинамическая схема холодильной машины

Обратный цикл Карно является идеальным циклом холодильных установок. В холодильной установке рабочими телами служат, как правило, пары легкокипящих жидкостей – фреона, аммиака и т. п. Процесс «перекачки теплоты» от тел, помещенных в холодильную камеру, к окружающей среде происходит за счет затрат электроэнергии. Эффективность холодильной установки оценивается холодильным коэффициентом, определяемым как

отношение количества теплоты, отнятой за цикл от холодильной камеры, к затраченной в цикле работе:

$$\varepsilon = q_2 / w_{\text{ц}} = q_2 / (q_1 - q_2). \quad (2.90)$$

Для обратного цикла Карно

$$\varepsilon = T_2 / (T_1 - T_2). \quad (2.91)$$

Заметим, что, чем меньше разность температур между холодильной камерой и окружающей средой, тем меньше нужно затратить энергии для передачи теплоты от холодного тела к горячему и тем выше холодильный коэффициент.

Используя обратный цикл Карно, рассмотрим еще одну формулировку второго закона термодинамики, которую в то же время, что и В. Томсон, предложил Р. Клаузиус: теплота не может самопроизвольно (без компенсации) переходить от тел с более низкой температурой к телам с более высокой.

2.6.5 Сущность второго закона термодинамики

Второй закон (начало) термодинамики постулирует условия, при которых происходит преобразование одного вида энергии в другой. Он устанавливает определенные количественные соотношения для процессов самопроизвольного распространения теплоты в физических телах. Второй закон термодинамики имеет много формулировок, но наиболее удобны следующие три.

1. Для превращения теплоты в механическую работу необходимо иметь источник тепла и холодильник с температурой ниже температуры источника, т.е. необходим температурный перепад.

2. Вся теплота, подведенная к двигателю, не может быть полностью превращена в работу. Часть этой теплоты переходит к внешним телам, имеющим более низкую температуру.

3. Теплота не может сама собой переходить от менее нагретого тела к более нагретому телу без затраты внешней работы.

Первые две формулировки относятся к двигателям, в которых теплота переходит в работу. Так, например, в паросиловой установке горячим источником являются продукты сгорания топлива, отдающие теплоту рабочему телу (воде). Полученный в паровом котле пар поступает на рабочие лопатки турбины. Здесь он, рас-

ширяясь, производит работу и охлаждается. Отработанный пар направляется в конденсатор, где отдает оставшуюся в нем теплоту охлаждающей воде (холодильнику). В двигателях внутреннего сгорания теплота сжигаемого топлива сообщается продуктам сгорания (рабочему телу). Отработанный газ при более низкой температуре отводится в атмосферу. Третья формулировка имеет непосредственное отношение к холодильным установкам. Чтобы иметь внутри холодильника температуру ниже температуры окружающей среды, необходимо затратить определенное количество энергии.

2.7 Водяной пар

2.7.1 Процесс парообразования

В зависимости от физических условий (температуры и давления) все вещества могут находиться в твердом, жидком и газообразном состоянии (фазе). Переход из одного состояния в другое называют фазовым превращением или фазовым переходом. Переход жидкой фазы в газообразную называется парообразованием, а газообразной фазы в жидкую – конденсацией.

Испарение. Испарением называют процесс парообразования с поверхности раздела жидкой и газообразной фаз, происходящий при любой температуре. Часть молекул при этом покидает поверхность жидкости и образует над ней пар. При испарении вылетающие молекулы преодолевают силы притяжения оставшихся на поверхности молекул, т. е. совершают против этих сил работу. Вся эта работа совершается молекулами за счет кинетической энергии их теплового движения. Не все молекулы способны совершать работу, а только те, которые обладают достаточно большой кинетической энергией.

Процесс испарения без подвода теплоты к жидкости сопровождается ее охлаждением. Это объясняется тем, что в жидкости остается все меньше молекул, имеющих большие скорости, вследствие чего уменьшается средняя скорость движения оставшихся в ней молекул и температура жидкости падает.

Конденсация. При постоянной температуре жидкости, т. е. если непрерывно подводить к жидкости тепло, то число оторвавшихся от жидкости молекул в единицу времени будет постоянным. В силу хаотичности движения молекул пара одновременно с их испарением происходит обратный процесс – конденсация. При конденсации часть молекул пара снова возвращается в жидкость. Если испарение происходит в закрытом сосуде, то количество пара будет увеличиваться до тех пор, пока не наступит динамическое равновесие, т. е. количество жидкости и пара станет постоянным. Это означает, что число частиц, покидающих жидкость в единицу времени, равно числу частиц, возвращающихся за это же время в жидкость.

Насыщенный пар. Пар, находящийся в динамическом равновесии со своей жидкостью, называется насыщенным. При равновесии устанавливается постоянная плотность пара, которая отвечает вполне определенному давлению. Это давление называется упругостью насыщенного пара. Упругость насыщенного пара возрастает с повышением температуры. Чем выше температура, тем большее число молекул жидкости переходит в газообразное состояние и тем выше плотность, следовательно, и упругость пара, при которой наступает равновесие. Пар, находящийся в соприкосновении с жидкостью и насыщающий пространство над ее поверхностью, называется влажным насыщенным паром. Влажный насыщенный пар представляет собой смесь пара и мельчайших капель воды. Вода в этой смеси может находиться в виде взвешенных частиц (капель) или струек, стекающих по стенкам сосуда. Находящаяся в равновесии с паром вода является примером насыщенной жидкости. Количество частиц жидкости в паре определяет степень сухости или влажности пара.

Кипение. Кипением называют парообразование, характеризующееся возникновением новых поверхностей раздела жидкой и паровой фаз внутри жидкости, нагретой несколько выше температуры насыщения. Внешним признаком кипения является образование большого числа пузырьков, поверхности которых и служат границами раздела фаз.

Температура и давление, при которых происходит кипение, связаны между собой. Их называют температурой и давлением

насыщения и обозначают t_H и p_H . Чем выше давление, при котором кипит жидкость, тем выше ее температура кипения.

Сухой насыщенный пар. При увеличении подвода тепла к кипящей жидкости парообразование протекает интенсивней. Однако температура воды и пара все же остается постоянной до тех пор, пока последняя капля жидкости не испарится. Пар, не содержащий в своем составе частиц воды, но имеющий температуру и давление насыщения, называют сухим насыщенным паром.

Паросодержание насыщенного пара. Количество сухого пара, так же как и количество влаги в процессе парообразования, может изменяться от нуля до единицы.

Если в 1 кг пара заключается x килограмм сухого насыщенного пара и $1 - x$ килограмм влаги, то x называется паросодержанием или степенью сухости пара, $1 - x$ – влагосодержанием или степенью влажности пара. Физическая величина x является одним из главных параметров влажного насыщенного пара, и его состояние не может быть определено, если неизвестна степень сухости пара. В технических расчетах x и $1 - x$ выражаются в долях единицы, а иногда в процентах. Так, если влажный насыщенный пар имеет степень сухости $x = 0,85$, то его влагосодержание $1 - x = 1 - 0,85 = 0,15$, т. е. пар состоит из 85 % сухого пара и 15 % воды. Состояние насыщенного пара очень неустойчиво. Малейшее изменение условий, в которых он находится, приводит к конденсации либо к парообразованию.

Перегретый пар. Если к сухому насыщенному пару подводить тепло при постоянном давлении, то его температура будет повышаться, объем увеличиваться и сухой насыщенный пар перейдет в состояние перегретого. Степень перегретого пара Δt определяется как

$$\Delta t = t - t_H,$$

где t – температура перегретого пара; t_H – температура насыщенного пара.

Водяной пар получают в паровых котлах различных размеров и типов. Перегрев пара осуществляется в пароперегревателях, куда он поступает из котла во влажном насыщенном состоянии.

В пароперегревателях пар сначала подсушивается, т. е. влага, находящаяся в нем, превращается в пар, а затем перегревается до заданной температуры. Чем выше температура перегрева, тем ближе пар по своим свойствам к идеальному газу.

2.7.2 Процесс парообразования на p - v -диаграмме

Примем следующие обозначения:

- все параметры жидкости при $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ имеют индекс «ноль» (v_0, s_0, i_0 и т.п.);
- параметры при температуре насыщения имеют один штрих (v', s', i' и т.п.);
- параметры сухого насыщенного пара – два штриха (v'', s'', i'' и т.п.);
- параметры влажного насыщенного пара – индекс x (v_x, s_x, i_x и т.п.);
- параметры перегретого пара без индекса.

Примем условие, что в цилиндре под поршнем (рисунок 2.17) находится 1 кг воды, которую необходимо превратить в пар.

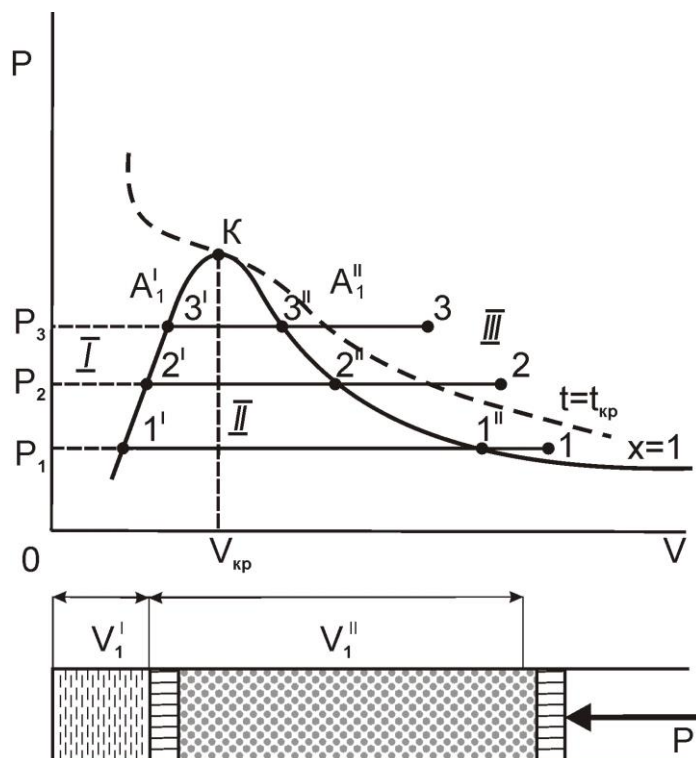


Рисунок 2.17 – Изменение состояния водяного пара на p - v -диаграмме

К поршню цилиндра с внешней стороны приложена сила P , обеспечивающая постоянное давление внутри цилиндра. На $p\nu$ -диаграмме по оси абсцисс отложен удельный объем воды и образовавшегося пара, а по оси ординат – давление в цилиндре.

В связи с тем что объем воды при невысоких давлениях пренебрежимо мал по сравнению с объемом насыщенного пара того же давления, кривые на диаграмме не соответствуют действительному соотношению объемов воды и пара.

Рассматривать процесс парообразования на $p\nu$ -диаграмме начнем с момента кипения воды, не рассматривая процесс ее предварительного подогрева, так как при изменении температуры жидкости от $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ до температуры кипения объем воды изменяется незначительно и отобразить это на диаграмме не представляется возможным.

Начало процесса на диаграмме изображается точкой $1'$. Это означает, что 1 кг воды при температуре и давлении насыщения (t_1 и p_1) занимает в цилиндре удельный объем ν_1' . Практически в цилиндре в этот момент находится однофазная среда, состоящая из воды. При подводе теплоты к цилиндру происходит постепенное превращение воды в пар. Процесс парообразования при постоянном давлении протекает по изобаре $1'-1''$. Эта изобара совпадает с изотермой, так как подведенное в данное время тепло расходуется не на повышение температуры воды и пара, а только на преодоление сил притяжения между молекулами и на работу расширения пара. В это время в цилиндре находится двухфазная среда: вода и пар, которая является влажным насыщенным паром. Образующийся пар, расширяясь, передвигает поршень слева на право, увеличивая свой удельный объем в цилиндре. Чем меньше остается в цилиндре воды, тем больше в нем образуется пара. Пар становится суше, и его удельный объем увеличивается. В точке $1''$ последняя частица жидкости превращается в пар. Эта точка интересна тем, что она фиксирует момент, когда 1 кг воды в цилиндре превращается в 1 кг сухого насыщенного пара. В цилиндре опять находится однофазная среда – сухой насыщенный пар при температуре и давлении насыщения с параметрами p_1, ν_1'', t_1 . Из точки $1''$ процесс может идти в направлении перегрева пара или в направлении его конденсации. Если к цилиндру продолжать подвод

удельного количества теплоты при постоянном давлении, то процесс превращения сухого насыщенного пара в перегретый пойдет по изобаре $1'' - 1$. Изобара уже не будет одновременно изотермой, как это было при парообразовании по линии $1' - 1''$, потому что подведенное к сухому насыщенному пару удельное количество теплоты затрачивается на повышение его температуры, т. е. на перегрев пара. Если от сухого насыщенного пара (точка $1''$) отводить удельное количество тепла при постоянных давлении и температуре, то 1 кг сухого насыщенного пара, постепенно конденсируясь по линии $1'' - 1'$, превратится в 1 кг воды (точка $1'$).

Процесс, протекающий слева направо, является процессом парообразования, а справа налево по линии $1'' - 1'$ – процессом конденсации.

Рассмотрим процесс превращения 1 кг воды в пар, но при давлении $p_2 > p_1$. С ростом давления повышается температура кипения. Вода, нагреваясь до температуры кипения $t_2 > t_1$, увеличивает свой удельный объем (за счет собственного расширения при нагревании) до $v_2' > v_1'$. Поэтому точка $2'$, определяющая начало кипения воды (см. рисунок 2.17), расположена правее точки $1'$ при соответствующей ординате, отвечающей давлению p_2 . Дальнейший процесс испарения воды, протекающий по изобаре $2' - 2''$, аналогичен только что рассмотренному процессу при давлении p_1 (изобара $1' - 1''$). Очевидно, что с повышением давления плотность сухого насыщенного пара увеличивается, а его удельный объем (величина, обратная плотности) уменьшается. Поэтому точка $2''$ находится левее точки $1''$.

Если провести процесс испарения 1 кг воды при давлении $p_3 > p_2$, то испарение закончится быстрее, чем при давлении p_2 . Удельный объем сухого насыщенного пара в точке $3''$ будет меньше, чем удельный объем сухого насыщенного пара в точке $2''$.

Из диаграммы видно, что с повышением давления отрезки $1' - 1''$, $2' - 2''$, $3' - 3''$, лежащие между точками начала кипения воды и полного ее испарения, укорачиваются. При определенной температуре и соответствующем ей давлении разность удельных объемов воды и пара станет равной нулю. В некоторой точке K точки начала кипения и конца парообразования совпадут.

Пограничные кривые. Если точки начала кипения воды $1'$, $2'$, $3'$ и точку K соединить между собой, то получим плавную кривую линию A' , называемую левой или нижней пограничной кривой. Соединяя точно так же точки полного испарения воды $1''$, $2''$, $3''$ и точку K , получим плавную кривую линию A'' , называемую правой или верхней пограничной кривой.

Кривая A' является линией нулевого паросодержания или линией жидкости на границе испарения. Это значит, что при любых значениях p и v в любой точке линии A' паросодержание $x = 0$. Кривая A'' является линией сухого насыщения пара. Это линия, на которой при любых значениях p и v'' паросодержание $x = 1$.

Пограничными указанные кривые называют потому, что они делят диаграмму на три области:

- I – область жидкости, расположенную слева от кривой A' ;
- II – область насыщенного пара между кривыми A' и A'' ;
- III – область перегретого пара, находящуюся правее кривой A'' .

Критическое состояние вещества. Через точку K можно провести единственную изотерму, которую называют критической, а температуру – критической температурой ($t_{кр}$). На рисунке 2.17 изотерма показана пунктиром. Точке K на этой изотерме соответствуют $p_{кр}$, $v_{кр}$, $t_{кр}$ – их называют критическими параметрами.

При температуре, равной или выше критической, вода ведет себя как газ. При повышении давления удельный объем уменьшается. Вещества, находящиеся в критическом состоянии, являясь однофазными, обладают свойствами газообразных и жидких веществ одновременно.

Критическая изотерма делит область перегретого пара на две части. Слева от нее находится перегретый пар, имеющий температуру ниже критической, который легко можно перевести в жидкость. Для этого при постоянной температуре повышают давление и перегретый пар, пройдя двухфазное состояние (вода + насыщенный пар), превращается в жидкость. Справа от критической изотермы находится пар, по своим свойствам приближающийся к идеальному газу. Для того чтобы перевести его в жидкое

состояние, сначала уменьшают температуру ниже критической, соответственно снижается давление пара. Затем изотермически сжимают и переводят пар в двухфазное состояние (вода + пар), после чего насыщенный пар превращается в воду.

В настоящее время эти процессы настолько изучены, что, изменяя параметры вещества, переводят жидкость в газ и газ в жидкость, минуя даже двухфазное состояние.

2.7.3 Процесс парообразования на Ts -диаграмме

Ts -диаграмму водяного пара строят, откладывая значения энтропии начала и конца кипения для различных температур (рисунок 2.18). Полученные при построении диаграммы пограничные кривые A' и A'' , как и на $p\nu$ -диаграмме, сходятся в критической точке K и делят диаграмму на те же три области: I – область жидкости; II – область влажного насыщения пара; III – область перегретого пара.

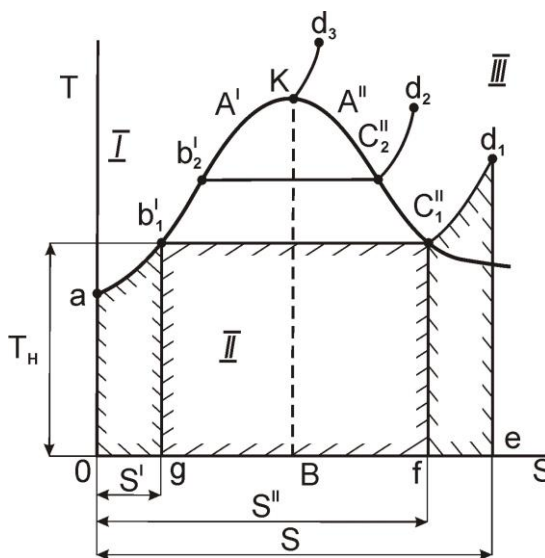


Рисунок 2.18 – Изменение состояния водяного пара на Ts -диаграмме

При рассмотрении процесса парообразования на $p\nu$ -диаграмме не учитывался подогрев жидкости от 0°C до температуры кипения, потому что увеличение ее объема в этот период незначительно. На Ts -диаграмме по оси абсцисс отложены значения энтропии. На приращение энтропии в период подогрева жидкости затрачивается большое количество теплоты, которым пренебречь

нельзя, поэтому рассмотрение Ts -диаграммы начинается с определения удельного количества теплоты, необходимого для подогрева 1 кг воды от 273 К до температуры кипения.

Теплота жидкости. На диаграмме начало подогрева воды характеризуется точкой a с параметрами $s_0 = 0$ и $T = 273$ К. За начало отсчета диаграммы обычно принимают состояние воды при $T = 273$ К; при этой температуре условно допускается, что для любого давления $u_0 = 0$, $i_0 = 0$ и $s_0 = 0$. Следует отметить, что выбор начала координат не играет существенной роли, так как в расчетах обычно пользуются разностями величин u , i и s .

Процесс подогрева жидкости протекает при постоянном давлении по изобаре $a-b'_1$, которая практически сливается с нижней пограничной кривой. На подогрев затрачивается удельное количество теплоты q , численно равное площади фигуры $0-a-b'_1-g-0$. Эту теплоту называют удельным количеством теплоты жидкости. Первое начало термодинамики можно выразить таким образом:

$$q = p(v' - v_0) + (u' - u_0), \quad (2.92)$$

где $p(v' - v_0)$ – удельная работа расширения воды при ее нагревании от 273 К до температуры кипения; $u' - u_0$ – изменение внутренней удельной энергии воды при ее нагревании от температуры 273 К до температуры кипения.

Однако расширение жидкости при ее нагревании в этом интервале температур столь незначительно, что удельную работу расширения можно считать равной нулю. Тогда равенство (2.92) можно представить как

$$q = u' - u_0.$$

Но по условию внутренняя энергия воды при температуре 273 К равна нулю, т.е. $u_0 = 0$.

Поэтому

$$q = u'. \quad (2.93)$$

Таким образом, все удельное тепло расходуется на увеличение внутренней энергии.

Удельную теплоту q можно выразить через удельную энтальпию:

$$q = i' - i_0,$$

где i' – удельная энтальпия воды при температуре кипения; i_0 – удельная энтальпия воды при температуре 273 К.

По принятому условию $i_0 = 0$, поэтому

$$q = i'. \quad (2.94)$$

Сравнивая формулы (2.93) и (2.94), получим

$$u' = i'. \quad (2.95)$$

Нагревание жидкости от 273 К до температуры кипения сопровождается приращением удельной энтропии. Принимая удельную энтропию жидкости при 273 К равной нулю ($s_0 = 0$), а удельную теплоемкость жидкости постоянной и используя равенство (2.67), можно определить удельную энтропию воды при температуре кипения:

$$s' = \ln T_{\text{н}} / 273.$$

Теплота парообразования. После подогрева воды до температуры кипения ее необходимо превратить в сухой насыщенный пар при постоянной температуре и давлении. Количество теплоты, затраченное на превращение 1 кг воды, нагретой до температуры кипения, в 1 кг сухого насыщенного пара, называют удельной теплотой фазового превращения и обозначают r . На Ts -диаграмме удельная теплота фазового превращения изображается площадью прямоугольника $g-b'_1-c''_1-f-g$, одна сторона которого измеряется отрезком оси ординат, равным температуре насыщения $T_{\text{н}}$, а вторая – отрезком оси абсцисс, равным приращению удельной энтропии $s_1 = s'' - s'$:

$$r = T_{\text{н}} s_1.$$

Удельная теплота фазового превращения r затрачивается на изменение удельной внутренней энергии и на совершение удельной работы:

$$r = u'' - u' + p(v'' - v'), \quad (2.96)$$

где u'' и v'' – удельная внутренняя энергия и удельный объем сухого насыщенного пара при температуре насыщения $T_{\text{н}}$; u' и v' – удельная внутренняя энергия и удельный объем жидкости при температуре и давлении кипения; $u'' - u' = \varphi$ – удельная внутренняя теплота φ ; $p(v'' - v') = \psi$ – удельная внешняя теплота.

Таким образом,

$$r = \varphi + \psi,$$

или, используя формулу (2.96), получим

$$r = (u'' + pv'') - (u' + pv'), \quad (2.97)$$

или

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

Полная удельная теплота сухого насыщенного пара λ' складывается из удельной теплоты жидкости q и удельной теплоты фазовых превращений r :

$$\lambda'' = q + r \quad \text{или} \quad \lambda'' = q + \varphi + \psi.$$

Так как q и φ затрачиваются на увеличение удельной внутренней энергии воды и пара, а ψ – на совершение внешней удельной работы, то

$$\lambda'' = u + pv. \quad (2.98)$$

Теплота перегрева. Удельная теплота, подведенная к сухому насыщенному пару при постоянном давлении, затрачивается на повышение его температуры от $T_{\text{н}}$ (температура насыщения) до заданной температуры перегрева $T_{\text{п}}$. Эту величину называют удельной теплотой перегрева пара $q_{\text{п}}$:

$$q_{\text{п}} = c_{pm}(T_{\text{п}} - T_{\text{н}}) \quad \text{или} \quad q_{\text{п}} = i - i'',$$

где i и i'' – удельные энтальпии перегретого и сухого насыщенного пара.

Полная теплота перегретого пара определяется как

$$\lambda = q + r + q_{\text{п}}. \quad (2.99)$$

2.7.4 Определение параметров состояния воды и водяного пара

Вода. Удельный объем воды при температуре 273 К и давлении 0,1 МПа $v_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$. Так как плотность является величиной, обратной удельному объему, $\rho = 1/v$, то плотность воды при 273 К $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$.

Давление насыщения воды при температуре 273 К $p_0 = 610,76$ Па. Для воды при температуре 273 К и любых давлениях условно считают $u_0 = 0, i_0 = 0, s_0 = 0$.

Параметры состояния воды при температуре кипения (удельную энтальпию i' , удельную энтропию s' , удельный объем v' и плотность ρ) обычно берут из справочных таблиц водяного пара.

Влажный насыщенный пар. Удельный объем влажного насыщенного пара (рисунок 2.19) в какой-то промежуточной точке (например, в точке c) можно определить, рассуждая следующим образом: в точке c доля сухого пара есть x , а воды – $1 - x$.

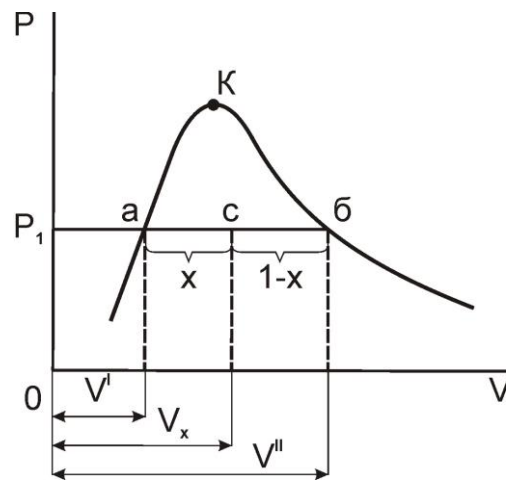


Рисунок 2.19 – Соотношение воды и пара в области насыщения

Исходя из этого объем 1 кг смеси v_x в точке c состоит из объема $v''x$ сухого пара и объема $v'(1 - x)$ воды:

$$v_x = v''x + v'(1 - x). \quad (2.100)$$

Из уравнения (2.100) можно определить степень сухости пара (паросодержание):

$$x = (v_x - v') / (v'' - v').$$

Значения удельных объемов воды v' и сухого насыщенного пара v'' определяют по таблице. При большом паросодержании и невысоком давлении удельный объем жидкости $v'(1 - x)$ очень мал по сравнению с удельным объемом сухого пара $v''x$. Поэтому обычно им пренебрегают. Для большинства теплофизических

расчетов принимают $v_x \approx v''x$. Таким образом, удельный объем влажного насыщенного пара приблизительно равен удельному объему сухого насыщенного пара того же давления, умноженному на степень сухости.

Плотность влажного насыщенного пара определяется как величина, обратная его удельному объему:

$$\rho_x = 1/v_x \approx 1/v''x = \rho''/x.$$

Аналогично определяют остальные параметры влажного насыщенного пара:

удельное количество теплоты фазового превращения $r_x = rx$;

удельное количество влажного насыщенного пара $\lambda_x = q + rx$;

удельная энтальпия влажного насыщенного пара $i_x = i' + x(i'' - i') = i' + xr$;

удельная внутренняя энергия $u_x = i_x - pv_x$;

удельная энтропия влажного насыщенного пара

$$s_x = s' + x(s'' - s') = s' + xr/T_H,$$

где s' – удельная энтропия воды при температуре кипения.

Кривые постоянной сухости. Если на pv -диаграмме (рисунок 2.20) соединить между собой точки a, b, c, d , соответствующие определенному значению x (например, $x = 0,2$) и принадлежащие различным изобарам, то получится кривая постоянного паросодержания $x = 0,2$. Прделав это построение для различных значений x ($x = 0,4, x = 0,6$ и т.д.), получим семейство кривых постоянной сухости ($x = \text{const}$).

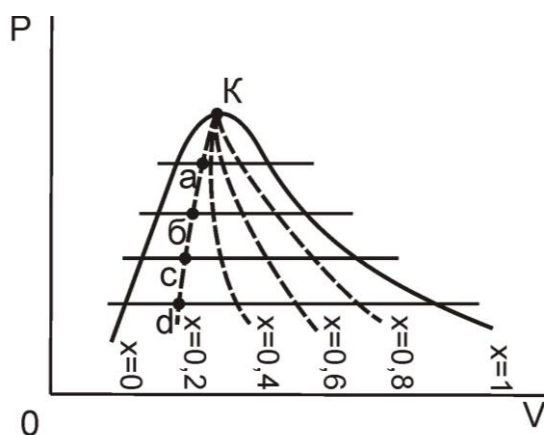


Рисунок 2.20 – Кривые постоянной сухости пара

Аналогично можно построить кривые сухости на Ts -диаграмме.

Наличие этих кривых на диаграмме дает возможность определить для любого состояния пара все его основные параметры: давление, объем, температуру и степень сухости.

2.7.5 Is -диаграмма

Для практических расчетов процессов водяного пара широкое применение получила is -диаграмма. Is -диаграмма обладает рядом важных свойств: по ней можно быстро определить параметры пара и разность энтальпий в виде отрезков, наглядно изобразить адиабатный процесс, имеющий большое значение при изучении работы паровых двигателей, и решать другие задачи теплоэнергетики. Is -диаграммы были созданы во Всесоюзном теплотехническом институте и в настоящее время имеют широкое применение при расчетах в теплоэнергетике.

Условно энтропию и энтальпию при 273 К (0 °С) считают равными нулю. Это состояние на диаграмме изображено началом координат. На диаграмме нанесены две пограничные кривые, сливающиеся в критической точке K . На нижней пограничной кривой A' ($x = 0$) отложены значения удельной энтальпии i' и удельной энтропии s' для различных состояний воды при температуре кипения. На верхней пограничной кривой A'' ($x = 1$) отложены значения i'' и s'' для различных состояний сухого насыщенного пара при температуре кипения. Пограничные кривые делят is -диаграмму на две области. Выше этих кривых расположена область перегретого пара, ниже – область влажного насыщенного пара.

Семейство изобар в области насыщения представляет собой пучок расходящихся прямых линий, начинающихся в нулевой точке (рисунок 2.21). Чем больше давление, тем выше лежат изобары. Так как процесс парообразования протекает при постоянной температуре, то в области насыщения изобары являются одновременно и изотермами. В области перегретого пара от верхней пограничной кривой изобары и изотермы расходятся. Изобары отклоняются влево, а изотермы – вправо. В области больших энтропий, т. е. низких давлений и относительно высоких темпера-

тур, где перегретый пар по своим свойствам близок к идеальному газу, постоянной температуре отвечает постоянная энтальпия. Здесь изотермы идут горизонтально и совпадают с линиями $i = \text{const}$. В области влажного насыщенного пара расположены линии постоянного паросодержания $x = \text{const}$ (см. пунктир), так же как на $p\nu$ - и Ts -диаграммах.

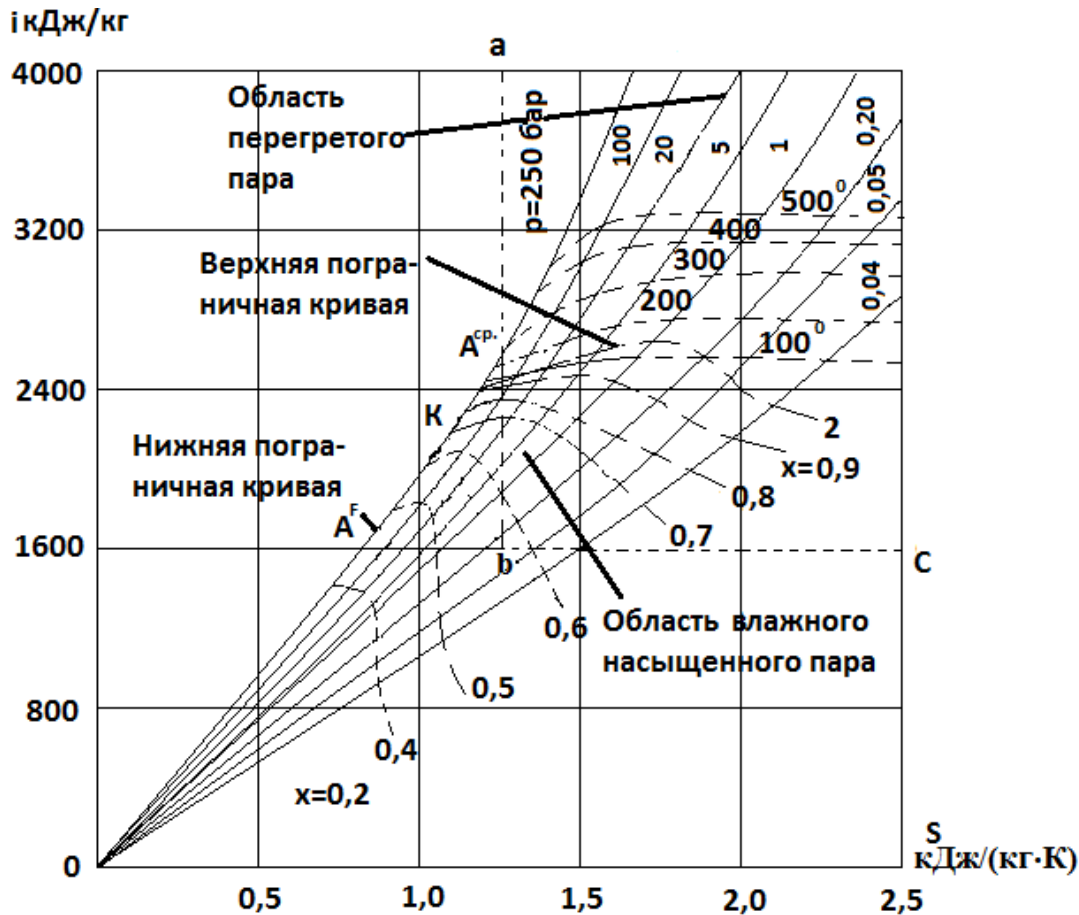


Рисунок 2.21 – Is -диаграмма состояния водяного пара

Процессы расширения пара в паросиловых установках в основном заканчиваются в области насыщенного пара невысокой влажности $x = 0,7–0,75$. Поэтому для увеличения масштаба рабочей части is -диаграммы оси координат переносят выше (см. рисунок 2.21 пунктирные оси координат abc). Левая часть диаграммы, лежащая вне новых осей координат, отбрасывается. Получается диаграмма «с утопленным нулем». Такими диаграммами пользуются в паротурбинной технике. Однако полная диаграмма необходима для анализа работы некоторых агрегатов (насосов для котлов высокого давления, аккумуляторов пара и др.).

На is -диаграмму наносят также изохоры – линии постоянного удельного объема $v = \text{const}$. Они идут несколько круче изобар.

Перегретый пар характеризуется двумя параметрами: давлением и температурой. На is -диаграмме это состояние определяется точкой пересечения соответствующей изобары и изотермы. Состояние влажного насыщенного пара определяется точкой пересечения изобары с линией постоянного паросодержания $x = \text{const}$.

2.8 Истечение и дросселирование газового потока

2.8.1 Истечение газа из сопла

При конструировании многих машин типа турбин стремятся использовать более высокие скорости рабочего газа. Высокие скорости потока, или струи, газа получают, реализуя его способность расширяться при течении по каналу переменного сечения.

Для этого применяют специальные насадки с каналами переменного сечения. Насадки, в которых внутренняя энергия преобразуется в кинетическую энергию движения, называют соплами. При движении газа по соплу его давление падает, а скорость увеличивается. Некоторые процессы истечения протекают с повышением давления за счет снижения скорости. Для таких случаев используют насадки, называемые диффузорами. Существуют цилиндрические, суживающиеся и расширяющиеся сопла.

Располагаемая работа. При исследовании газового потока обычно принимают, что установившееся течение осуществляется без теплообмена (адиабатно), т. е. процесс протекает при постоянных параметрах в любом сечении сопла – стационарное течение газа. Первое начало термодинамики при стационарном движении имеет вид

$$dq = d(u + pv) + d(c^2/2), \quad (2.101)$$

где dq – удельная теплота, подведенная к 1 кг газа на рассматриваемом участке его движения; du – изменение внутренней энергии газа; $d(c^2/2)$ – приращение удельной кинетической энергии газа при его перемещении на рассматриваемом участке.

Так как $u + pv = i$, то

$$dq = di + d\left(c^2/2\right). \quad (2.102)$$

При адиабатном процессе $dq = 0$, поэтому

$$d\left(c^2/2\right) = -di. \quad (2.103)$$

Из равенства (2.103) следует, что при движении газа по каналу без теплообмена с внешней средой приращение его удельной кинетической энергии происходит вследствие уменьшения его удельной энтальпии.

Рассмотрим процесс истечения газа из сопла. На рисунке 2.22 представлен сосуд, в котором находится газ под давлением p_1 . В стенке сосуда имеется суживающееся сопло с плавно очерченным входом. Истечение газа происходит в область с постоянным давлением $p_2 < p_1$.

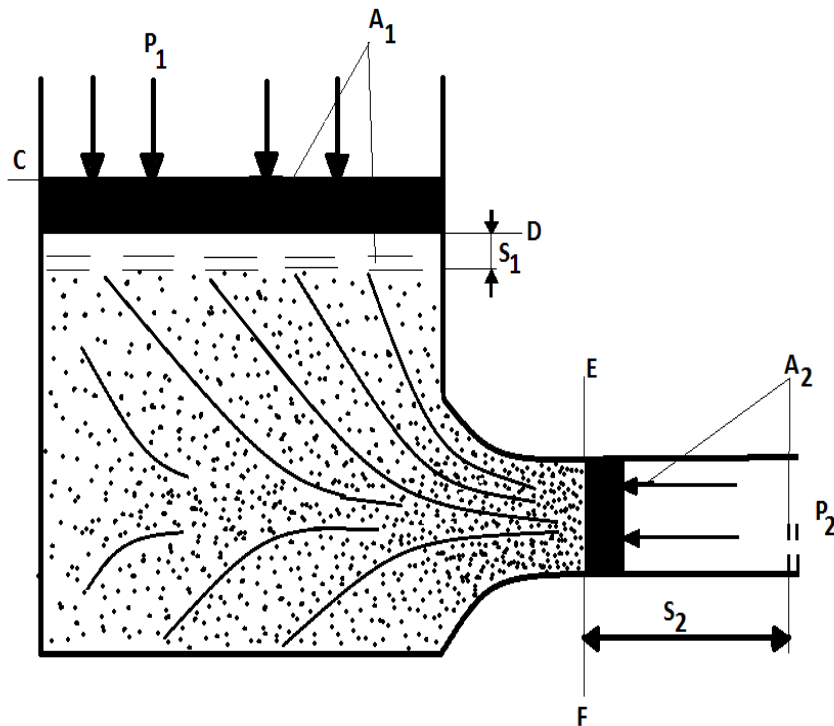


Рисунок 2.22 – Схема истечения газа из сопла

Пусть некоторое количество газа занимает объем, заключенный между сечениями CD и EF . Рассмотрим истечение 1 кг газа через сопло из сосуда в пространство с давлением p_2 . Допустим, что вместе с рассматриваемым удельным объемом газа по его обеим сторонам движутся два невесомых поршня: большой поршень с площадью сечения A_1 и малый с площадью сечения A_2 .

Истечение газа из сопла происходит под влиянием разности давлений $p_2 - p_1$. При этом совершается удельная работа w внешних сил на проталкивание и внешняя работа расширения $w_{\text{расш}}$ 1 кг газа при его течении по соплу. Удельная работа внешних сил w может быть представлена как разность полезной для истечения удельной работы w_1 и удельной работы w_2 сил сопротивления истечению, т. е.

$$w = w_1 - w_2 = p_1 A_1 s_1 - p_2 A_2 s_2, \quad (2.104)$$

где $p_1 A_1$ – сила, действующая внутри сосуда на площадь A_1 большого поршня, проталкивающая газ по соплу; $p_2 A_2$ – сила, действующая с наружной стороны сопла на площадь A_2 малого поршня, препятствующая истечению газа из сопла; s_1 и s_2 – расстояния, на которые передвинутся поршни при истечении из сопла 1 кг газа.

Заменив произведения $A_1 s_1$ и $A_2 s_2$ на v_1 и v_2 , получим

$$w = p_1 v_1 - p_2 v_2.$$

Полная удельная работа

$$w_{\text{полн}} = w_{\text{расш}} + p_1 v_1 - p_2 v_2. \quad (2.105)$$

Применяя уравнение (2.79), удельную работу адиабатного расширения запишем как

$$w_{\text{расш}} = [1/(k-1)](p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Подставив значения $w_{\text{расш}}$ в формулу (2.105) и используя формулу (2.74), сделав ряд преобразований, получим

$$w_{\text{полн}} = [k/(k-1)] p_1 v_1 \left[1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k} \right]. \quad (2.106)$$

Полная удельная работа называется располагаемой работой. Она затрачивается на приращение кинетической энергии газа при его движении по каналу.

Если считать, что потери на трение отсутствуют, то вся располагаемая удельная работа истечения преобразуется в удельную кинетическую энергию газа:

$$w_{\text{полн}} = (c_2^2 - c_1^2)/2, \quad (2.107)$$

где c_1 и c_2 – скорости газа перед соплом и в устье сопла.

На $p\nu$ -диаграмме (рисунок 2.23) располагаемая удельная работа определяется площадью фигуры 1-2-4-5. Удельная работа внешних сил $w_1 = p_1\nu_1$ равна площади прямоугольника 1-3'-4'-5-1.

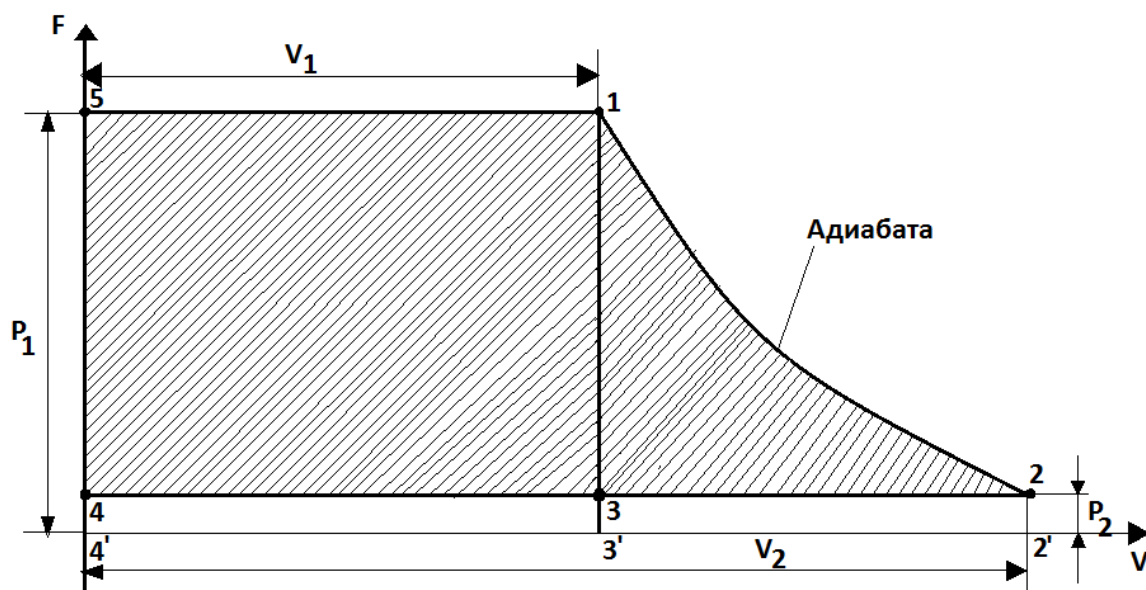


Рисунок 2.23 – Истечение газа из сопла на $p\nu$ -диаграмме

Удельная работа сил сопротивления истечению $w_2 = p_2\nu_2$ равна площади прямоугольника 2-2'-4'-4-2.

Удельная работа расширения $w_{\text{расш}}$ равна площади фигуры 1-2-2'-3'-1.

Скорость истечения газа. Начальная скорость и начальная удельная кинетическая энергия струи до истечения малы и обычно ими пренебрегают. Тогда равенство (2.107) можно записать в виде

$$w_{\text{полн}} = c_2^2/2,$$

а скорость истечения газа из устья сопла составит

$$c_2 = \sqrt{2w_{\text{полн}}}. \quad (2.108)$$

Используя формулу (2.107), получим

$$c_2 = \sqrt{2[k/(k-1)]p_1\nu_1\left[1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}\right]}. \quad (2.109)$$

Скорость истечения газа можно выразить через удельные энтальпии, используя равенство (2.103) и проинтегрировав:

$$(c_2^2 - c_1^2)/2 = i_1 - i_2.$$

Пренебрегая скоростью c_1 , получим

$$c_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)}, \quad (2.110)$$

где $i_1 - i_2 = h$ – называется теплоперепадом и определяется по is -диаграмме (Дж/кг), тогда скорость истечения газа (м/с)

$$c_2 = \sqrt{2h} = 1,4\sqrt{h}. \quad (2.111)$$

Если теплоперепад выразить в килоджоулях на килограмм, то скорость будет определяться по формуле (м/с)

$$c_2 = 1,4\sqrt{1000(i_1 - i_2)} = 44,7\sqrt{h}.$$

Массовый расход газа. Зная скорость истечения газа из сопла, можно определить массовый расход газа как

$$m = A_2 c_2 / v_2. \quad (2.112)$$

Удельный объем v_2 для адиабатного процесса определяют по формуле

$$v_2 = v_1 (p_1 / p_2)^{1/k}. \quad (2.113)$$

Подставив в формулу (2.112) значение скорости c_2 из выражения (2.109), а значение удельного объема v_2 из равенства (2.113), получим формулу для вычисления массового расхода газа m (кг/с) через выходное отверстие с площадью сечения A_2 :

$$m = A_2 \sqrt{2 \cdot k / (k-1) \cdot p_2 / v_1 \left[(p_2 / p_1)^{2/k} - (p_2 / p_1)^{(k-1)/k} \right]}. \quad (2.114)$$

Критическое давление при истечении. Из формулы (2.114) видно, что расход газа m зависит от отношения p_2 / p_1 . Если принять $p_1 = p_2$, т. е. $p_2 / p_1 = 1$, то по формуле (2.114) расход газа будет равен нулю.

Если в формулу (2.114) подставлять значения p_2 / p_1 последовательно от 1 до 0, то получим кривую, представленную на рисунке 2.24. С понижением давления p_2 при заданном и постоянном давлении p_1 расход газа возрастает (кривая 1-2) и приобретает максимальное значение m_{\max} , когда отношение давлений

p_2/p_1 становится близким к 0,5, т. е. при $p_2 \approx 0,5p_1$ (точка 2 на рисунке 2.24).

При дальнейшем уменьшении отношения p_2/p_1 по формуле (2.114) расход должен уменьшаться по кривой 2-0, а при $p_2/p_1 = 0$ (полный вакуум, $p_2 = 0$) расход должен быть равен нулю (точка 0). В действительности же при уменьшении отношения p_2/p_1 расход, увеличиваясь, достигает максимума и остается постоянным независимо от снижения давления среды, в которую вытекает газ.

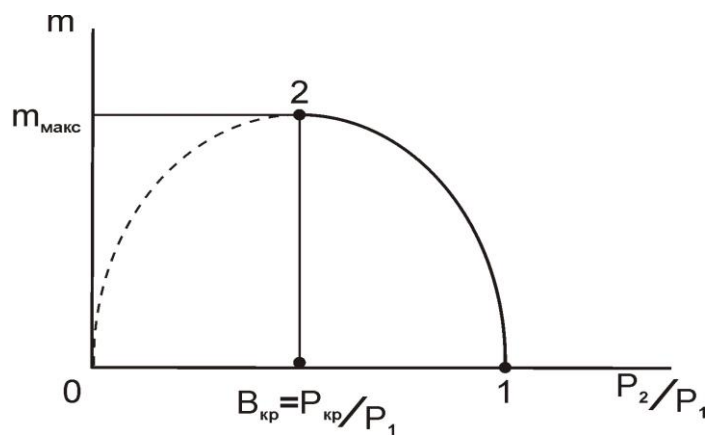


Рисунок 2.24 – Кривая расхода газа в зависимости от отношения давлений p_2/p_1

Это можно объяснить, рассматривая физическую природу процессов истечения. Возмущения из окружающей среды (изменение давления среды) в виде волнового процесса проникают вглубь сопла. Давление в устье сопла изменяется в соответствии с изменением давления в окружающей среде. Это может происходить до тех пор, пока скорость течения газа в канале сопла будет оставаться меньше скорости распространения малых возмущений (скорости звука). Если скорость истечения станет равной скорости звука, возмущения из окружающей среды не будут передаваться вглубь сопла и дальнейшее уменьшение давления в среде не приведет к снижению давления в выходном сечении сопла. Такое давление называют критическим и обозначают $p_{кр}$. Оно является наименьшим возможным давлением в указанном сечении и примерно равно $0,5p_1$. При этом отношение p_2/p_1 также остается

постоянным. Его называют **критическим отношением давлений** при истечении и обозначают $\beta_{кр}$. Таким образом,

$$p_{кр} / p_1 = \beta_{кр}.$$

Итак, несмотря на понижение давления среды, куда вытекает газ, при критическом давлении в устье сопла скорость и удельный объем газа, достигнув критических значений, остаются постоянными. Вследствие этого остается постоянным и массовый расход газа. Точное значение критического отношения давлений можно определить исходя из формулы (2.114). Дифференцируя и приравнивая производную нулю, получим

$$p_{кр} / p_1 = \beta_{кр} = [2 / (k + 1)]^{k / (k - 1)}. \quad (2.115)$$

Критическое отношение давлений величина постоянная и зависит только от показателя адиабаты, т. е. природы газа (таблица 2.1).

Таблица 2.1 – Критическое отношение давлений газов

Наименование	k	$\beta_{кр}$
Двухатомный газ	1,4	0,528
Перегретый пар	1,3	0,546
Сухой насыщенный пар	1,135	0,577

Критическая скорость при истечении. Скорость истечения газа при критическом отношении давлений называют критической $c_{кр}$. Она равна скорости распространения звука $c_{зв}$ в вытекающем газе. Критическую скорость можно определить по формуле (2.109), если отношение давлений p_2 / p_1 заменить его критической величиной $p_{кр} / p_1$ из формулы (2.115):

$$c_{кр} = \sqrt{2 [k / (k + 1)] p_1 v_1}. \quad (2.116)$$

Из формулы (2.116) видно, что значение $c_{кр}$ зависит от природы газа, т. е. от показателя адиабаты k и от начальных параметров газа p_1 и v_1 .

Максимальный расход газа. Для вычисления максимального расхода газа m_{\max} при критическом отношении давлений необходимо в формуле (2.114) отношение p_2/p_1 заменить его критическим значением $p_{\text{кр}}/p_1$ из формулы (2.115):

$$m_{\max} = A_2 \sqrt{2 \cdot k / (k + 1) \cdot [2 / (k + 1)]^{2 / (k - 1)} \cdot p_1 / v_1}. \quad (2.117)$$

Из всего сказанного о критических параметрах следует, что при уменьшении давления p_2 ниже $p_{\text{кр}}$ скорость в устье сопла остается неизменной. Поэтому перепад давлений $p_{\text{кр}} - p_2$ не может быть использован для увеличения кинетической энергии потока газа. При выходе из сопла газ расширяется от давления $p_{\text{кр}}$ до давления p_2 . Однако это расширение не приводит к увеличению используемой кинетической энергии струи, так как истечение протекает неорганизованно и газ перемешивается с окружающей средой.

На рисунке 2.25 изображена p - v -диаграмма, где показан неиспользованный перепад давлений $p_{\text{кр}} - p_2$, вследствие которого уменьшается располагаемая удельная работа на величину площади фигуры 2'-2-3-3'-2'. При полном расширении газа располагаемая удельная работа могла бы иметь значение, численно равное площади фигуры 1-2-3-4-1.

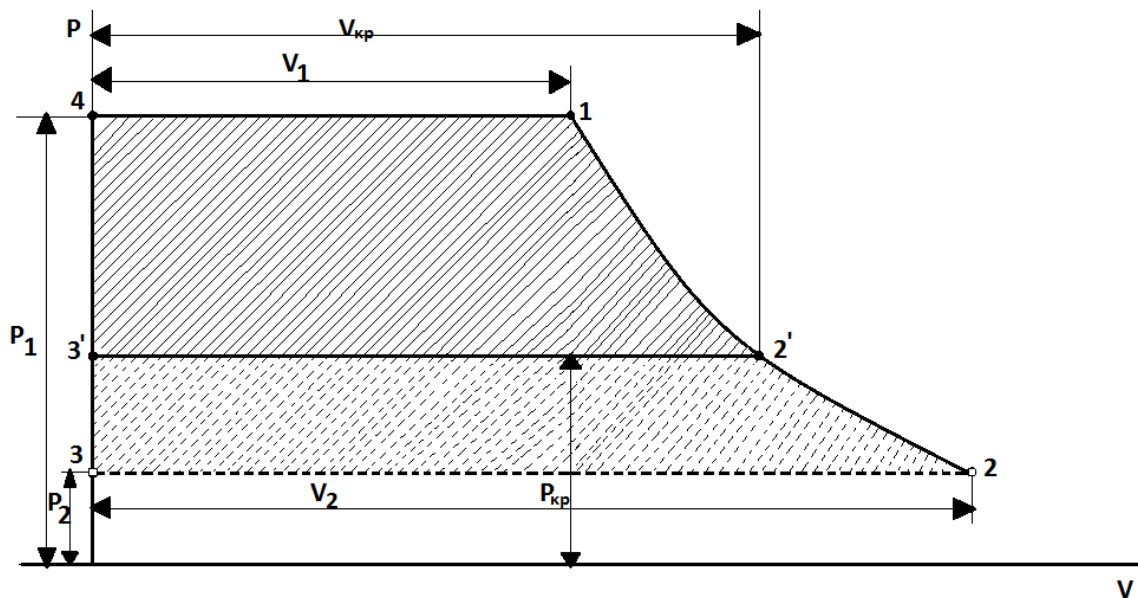


Рисунок 2.25 – Неиспользованный перепад давления при истечении через суживающее сопло на p - v -диаграмме

Сопло Лавалья. Для полного использования внутренней энергии газа необходимо за соплом получить сверхзвуковую скорость. Для этого за соплом должно быть давление меньше критического, что достигается за счет применения комбинированного сопла, называемого соплом Лавалья.

На рисунке 2.26 представлена схема сопла Лавалья, а также график изменения давления газа и скорости его истечения. Комбинированное сопло состоит из двух частей. Первая часть – суживающаяся (до диаметра d_{\min} с площадью сечения A_{\min}) и работает как дозвуковое сопло, вторая часть – расширяющаяся (до диаметра d_2 с площадью сечения A_2), она работает как сверхзвуковое сопло.

Скорость звука определяется как $c_{зв} = \sqrt{kp\nu}$, так как $p\nu = RT$, поэтому $c_{зв} = \sqrt{kRT}$, где k – показатель адиабаты.

Скорость звука находится в прямой зависимости от температуры среды.

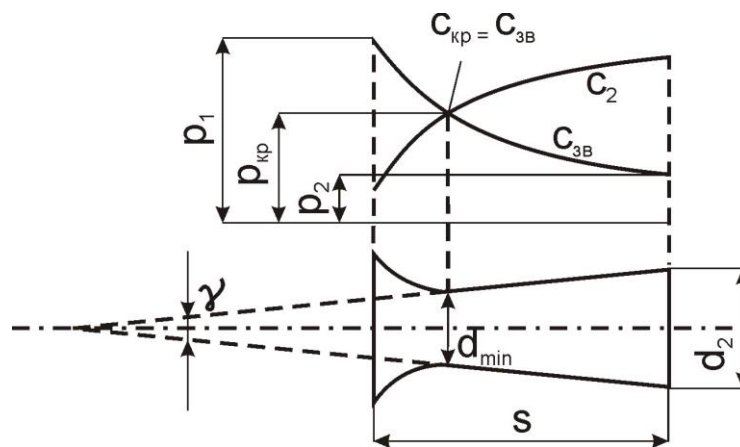


Рисунок 2.26 – Схема сопла Лавалья и график изменения давления газа и скорости его истечения

Протекая во второй части сопла, газ адиабатно расширяется. При этом его температура и давление падают, а скорость истечения возрастает. Однако в первой части сопла она не достигает скорости звука, несмотря на то что скорость звука с понижением температуры среды падает. В горловине сверхзвукового сопла, т.е. в его наименьшем сечении (A_{\min}) устанавливаются критическое давление $p_{кр}$ и критическая скорость $c_{кр}$, равная скорости

звука в среде. При движении по расширяющейся части сопла происходит дальнейшее расширение газа. Возрастают его скорость и удельный объем, а давление понижается. Понижается и скорость звука в среде, в которую газ вытекает, а скорость истечения газа становится больше скорости звука в среде. При выходе из сопла давление становится равным давлению среды, в которую газ вытекает, а скорость истечения газа становится больше скорости звука в среде: $c_{\text{газа}} > c_{\text{зв}}$.

Применение расширяющегося сопла позволило увеличить скорость истечения газа за счет более полного использования перепада давлений. При этом массовый расход m_{max} остается постоянным, так как расход газа через сопло определяется минимальным сечением сопла площадью A_{min} и критическими параметрами $c_{\text{кр}}$ и $v_{\text{кр}}$, которые не зависят от расширяющейся части сопла.

Увеличить массовый расход вытекающего газа через сопло Лаваля можно, повысив начальное давление и увеличив площадь минимального сечения A_{min} сопла. Максимальный массовый расход газа m_{max} можно определить по формуле (2.116).

Коэффициент скорости. В реальных условиях процесс истечения газа всегда происходит с некоторыми потерями энергии на совершение работы трения. Поэтому действительная скорость истечения $c_{\text{д}}$ всегда меньше теоретической скорости c_2 . Отношение $c_{\text{д}}/c_2$ называют коэффициентом скорости φ , который всегда меньше единицы и в зависимости от качества обработки сопла находится в пределах $\varphi = 0,93\text{--}0,98$. В среднем можно принимать $\varphi = 0,95$.

2.8.2 Дросселирование потока газа

Дросселирование – это процесс изменения состояния газа при адиабатном расширении в момент прохождения его через местное гидродинамическое сопротивление (дроссель), к которому относятся вентили, не полностью открытые краны, задвижки, клапаны, сужение трубопроводов и пористые перегородки.

Рассмотрим движение газа по трубопроводу с поперечным сечением площадью A_1 (рисунок 2.27). Внутри трубопровода установлена диафрагма, имеющая суженное отверстие небольшого размера. Пусть по трубопроводу течет газ от сечения I – I к сечению II – II через отверстие в диафрагме. Процесс истечения адиабатный.

В суженном отверстии диафрагмы скорость газа возрастает от c_1 до c_0 , а давление понижается, как в обычном процессе истечения через сопло. В правой половине трубопровода после суженного отверстия скорость газа почти полностью понизится до своего первоначального уровня. Считая, что $A_1 = A_2$, имеем $c_1 \approx c_2$. Давление p_2 за диафрагмой восстановится только частично и будет меньше, чем перед диафрагмой. Это объясняется тем, что при прохождении газа через суженное отверстие возникают потери энергии на вихреобразование и трение.

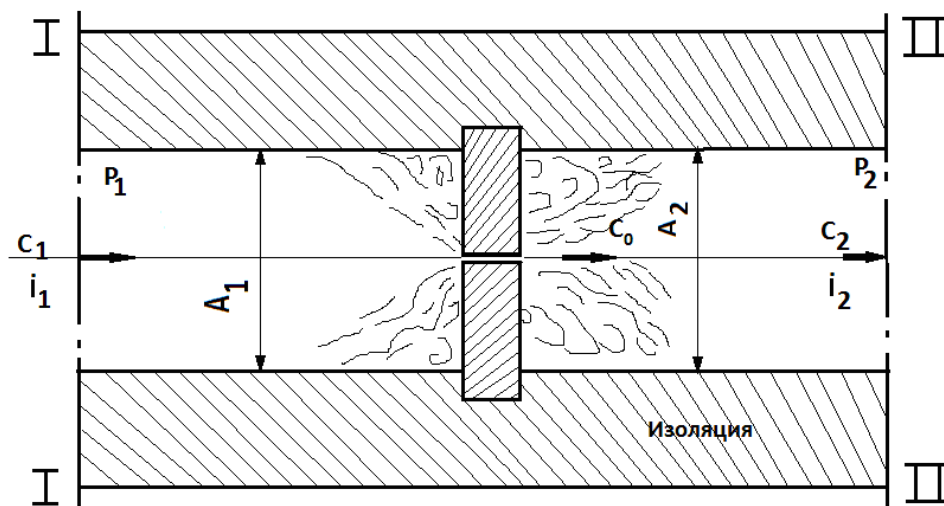


Рисунок 2.27 – Дросселирование потока газа

Проинтегрировав уравнение (2.103), получим

$$c_2^2 - c_1^2 / 2 = i_1 - i_2.$$

Принимая для сечения I – I и II – II $c_1 \approx c_2$, получим $i_1 = i_2$, т. е. удельная энтальпия газа не изменяется в результате его дросселирования.

При дросселировании реальных газов, особенно при высоких давлениях, наблюдается снижение температуры. Это явление называется эффектом Джоуля – Томсона.

В технике низких температур охлаждение, получаемое при дросселировании, служит основой большинства низкотемпературных процессов, а при сжижении газов играет решающую роль. Поэтому в специальных редуционно-охладительных установках, когда необходимо уменьшить давление рабочего тела, широко применяют процесс дросселирования. Дросселирование используется также при измерении и регулировании расхода газа.

2.9 Цикл паросиловой установки

Схема паросиловой установки

На паросиловые установки приходится 80 % вырабатываемой в мире электроэнергии. Паросиловые установки представляют собой совокупность устройств, в которых протекают процессы преобразования тепла в механическую работу. На рисунке 2.28 представлена схема паросиловой установки. В схему включены только агрегаты, в которых происходит изменение состояния рабочего тела.

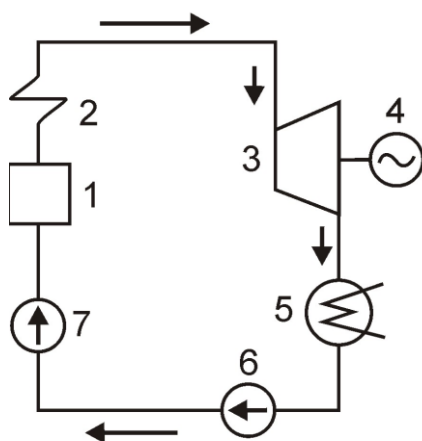


Рисунок 2.28 – Элементарная схема паросиловой установки

К паровому котлу 1 подводится теплота. Вода, находящаяся в котле, нагревается и превращается в насыщенный влажный пар. Насыщенный влажный пар поступает в пароперегреватель 2, подсушивается и перегревается до заданной температуры. Готовый к работе пар направляется в турбину 3, где он, расширяясь, совершает работу. Механическая работа передается на вал генератора

4, а отработавший пар из турбины направляется в конденсатор 5, где он конденсируется. Затем конденсатный 6 и питательный 7 насосы направляют конденсат (питательную воду) в котел для следующего цикла, повышая при этом давление до заданного значения.

Идеальный цикл Ренкина

Цикл Ренкина является идеальным циклом паросиловой установки. Цикл состоит из четырех процессов – двух изобарных и двух адиабатных (рисунок 2.29). Пар из пароперегревателя с параметрами p_1, v_1, t_1 попадает в двигатель (точка 1), где расширяется по адиабате 1-2 до параметров p_2, v_2, t_2 и совершает при этом работу. Отработавший пар с параметрами p_2, v_2, t_2 попадает в конденсатор-холодильник (точка 2), где от него отводится удельная теплота q_2 при постоянном давлении и соответствующей постоянной температуре (изобара 2-3). Пар при этом конденсируется. Конденсат с конечным давлением p_2 забирается насосом (точка 3), повышающим давление до начального значения p_1 (линия 3-4), и подается в паровой котел. Температура воды на входе в паровой котел практически равна температуре воды на выходе из конденсатора t_2 и значительно ниже температуры кипения, соответствующей давлению воды p_1 на выходе из насоса.

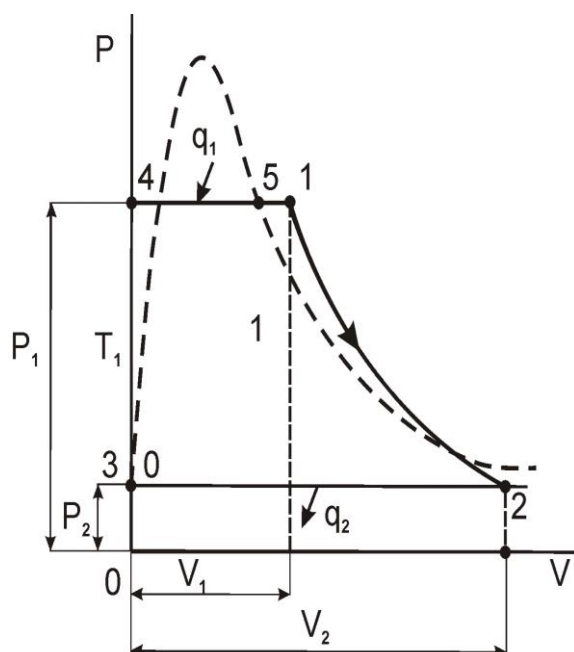


Рисунок 2.29 – Идеальный цикл Ренкина

Вода практически несжимаема, поэтому при повышении давления в насосе от p_2 до p_1 ее объем почти не изменяется. Адиабату сжатия 3-4 можно считать одновременно и изохорой, а линия сжатия в насосе сливается с осью ординат. Процесс 4-1 является процессом образования и перегрева пара при начальном давлении p_1 . Полезная удельная работа $w_{\text{пол}}$, совершенная 1 кг пара за цикл, равна разности удельных энтальпий:

$$w_{\text{пол}} = i_1 - i_2.$$

Часть ее расходуется на подачу конденсата насосом. Однако значение этой работы столь мало по сравнению с работой, получаемой при расширении пара, что ею практически можно пренебречь.

КПД цикла Ренкина. По общему определению термический КПД η_t любого цикла вычисляется по формуле

$$\eta_t = (q_1 - q_2)/q_1 = w_{\text{пол}}/q_1. \quad (2.118)$$

КПД цикла Ренкина определяется выражением

$$\eta_t = w_{\text{пол}}/q_1 = (i_1 - i_2)/(i_1 - i_{\text{в}}),$$

где $i_{\text{в}}$ – удельная энтальпия воды на входе в насос и на выходе из него.

Способы повышения экономичности паросиловых установок

Экономичность паросилового цикла (КПД) в значительной степени зависит от начальных параметров рабочего тела p_1 и t_1 и его конечного давления p_2 . Эту зависимость можно установить с помощью is -диаграммы и формулы, определяющей КПД идеального цикла Ренкина. Рассмотрим различные значения экономичности паросилового цикла.

Влияние начальных параметров пара p_1 и t_1 . На рисунке 2.30 показаны три варианта работы турбины с различными начальными давлениями пара $p_1''' > p_1'' > p_1'$ при постоянных p_2 и t_1 . С повышением начального давления полезная работа цикла (отрезки $w' = 1' - 2'$; $w'' = 1'' - 2''$; $w''' = 1''' - 2'''$) возрастает, т.е. $w''' > w'' > w'$. Количество подведенной за цикл удельной теплоты при этом

несколько уменьшается: $q' > q'' > q'''$, а из формулы (2.118) следует, что термический КПД цикла возрастает.

На рисунке 2.30 видно, что с повышением давления влажность отработанного пара повышается. Так, при начальном давлении p_1' пар выходит из турбины еще в перегретом состоянии (точка $2'$). При давлении $p_1 > p_1'$ степень сухости x'' отработанного пара понижается и точка $2''$ находится в области влажного насыщенного пара вблизи верхней пограничной кривой. При давлении $p_1''' > p_1''$ степень сухости x''' отработанного пара еще более понижается (точка $2'''$).

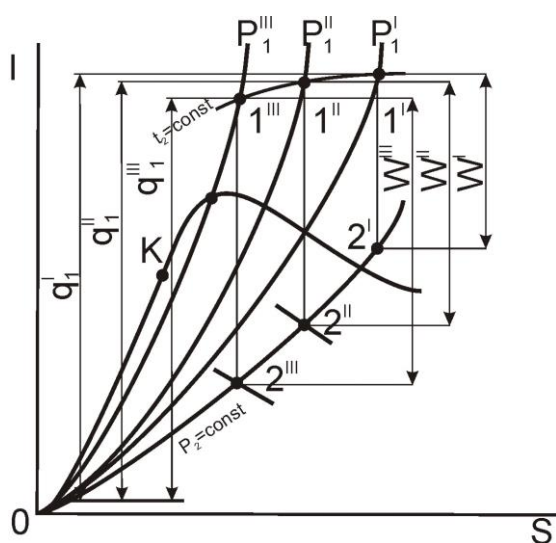


Рисунок 2.30 – Влияние давления перегретого пара на повышение экономичности паросилового цикла

Пар высокой влажности быстро изнашивает лопатки турбины. С повышением начального давления необходимо повышать и температуру перегрева пара. Однако рост начальной температуры пара приводит к снижению прочности металлических деталей, работающих длительное время в области высоких температур. Следует отметить, что достижения отечественной металлургии позволяют повышать начальную температуру (в настоящее время она достигает $560\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Влияние конечного давления пара. Чем ниже давление пара p_2 на выходе из турбины, тем больше работа, произведенная паром, и выше КПД всей паросиловой установки. Однако конечное

давление p_2 , равное давлению в конденсаторе, определяется температурой охлаждающей воды конденсатора. Чем ниже температура, тем больше отбирается теплоты.

Очевидно, чем ниже температура пара и охлаждающей воды в конденсаторе, тем ниже давление p_2 , соответствующее температуре t_2 . Но повысить КПД большим снижением p_2 невозможно из-за отсутствия естественных охладителей, имеющих температуру ниже среднегодовой температуры воды 10–15 °С.

Кроме того, уменьшение расчетного конечного давления при заданной температуре охлаждающей воды вызывает увеличение поверхности и стоимости конденсатора, увеличение количества охлаждающей воды, а следовательно, увеличение расхода электроэнергии на ее прокачку. Поэтому выбор расчетного давления в конденсаторе базируется на технико-экономических расчетах.

Промежуточный перегрев пара. При использовании пара высокого давления его влажность увеличивается в конце расширения. Для устранения этого недостатка применяют промежуточный перегрев пара (рисунок 2.31).

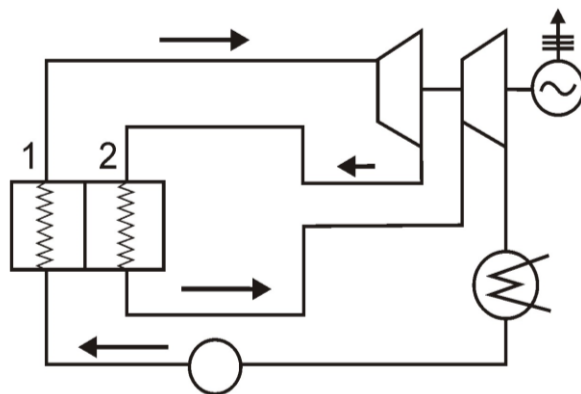


Рисунок 2.31 – Элементарная схема паросиловой установки с промежуточным подогревом питательной воды

Пар после частичного расширения в турбине отводится в пароперегреватель, где он вторично перегревается до температуры несколько ниже первоначальной. После этого пар направляется в последние ступени турбины. Промежуточный газовый пароперегреватель 2 устанавливают в газоходах котельного агрегата, обычно за основным пароперегревателем 1. Это приводит к

повышению термического КПД и увеличению срока службы турбины.

Регенеративный подогрев питательной воды. В теплофизике слово «регенерация» означает возвращение части отходящего тепла для дальнейшего его использования в тепловой установке. Регенеративным подогревом питательной воды называют подогрев конденсата, поступающего из конденсатора в котел. На рисунке 2.32 приведена элементарная схема паросиловой установки с регенеративным подогревом питательной воды.

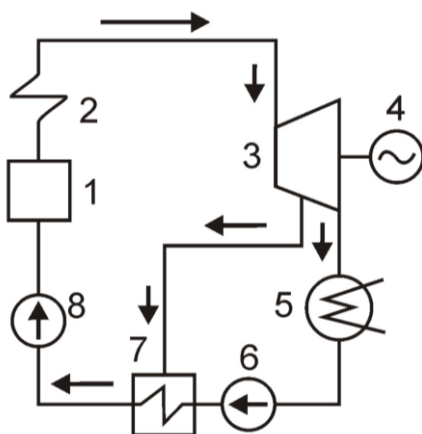


Рисунок 2.32 – Схема паросиловой установки с регенеративным подогревом питательной воды

Для подогрева питательной воды (конденсата) на ее пути установлен регенеративный подогреватель 7. В качестве теплоносителя отбирают часть пара и направляют его в подогреватель. Подогретый горячим паром конденсат подается в котел питательным насосом 8. В зависимости от начальных параметров p_1 и t_1 температуру конденсата доводят до 145–245 °С. Такой подогрев питательной воды называют регенеративным, а цикл – регенеративным. Экономичность регенеративного подогрева питательной воды оценивается величиной экономии топлива. КПД регенеративного цикла выше, чем КПД цикла Ренкина, и возрастает с увеличением числа оборотов.

Контрольные вопросы

1. Определение идеального газа.
2. Рабочее тело и параметры его состояния.
3. Закон Бойля – Мариотта.
4. Закон Шарля.
5. Закон Гей-Люссака.
6. Уравнения состояния идеального газа. Удельная газовая постоянная. Физический смысл удельной газовой постоянной. Универсальная газовая постоянная.
7. Основные понятия газовой смеси. Свойства смеси.
8. Определение теплоемкости. Средняя и истинная теплоемкость.
9. Теплоемкость газовой смеси.
10. Равновесное и неравновесное состояние системы. Обратимость процесса.
11. Внутренняя энергия системы. Работа и количество теплоты, рассматриваемые в термодинамике.
12. Определение первого начала (закона) термодинамики.
13. Теплоемкость при постоянном давлении. Теплоемкость при постоянном объеме.
14. Определение энтальпии.
15. Определение энтропии.
16. Термодинамические процессы изменения состояния идеального газа при постоянном удельном объеме.
17. Термодинамические процессы изменения состояния идеального газа при постоянном удельном давлении.
18. Термодинамические процессы изменения состояния идеального газа при постоянной температуре.
19. Адиабатный процесс.
20. Политропный процесс.
21. Круговой процесс. Полезная работа. Термический КПД.
22. Цикл Карно. Термический КПД.
23. Сущность второго начала термодинамики.
24. Процесс парообразования. Испарение. Кипение. Перегретый пар. Паросодержание насыщенного пара.
25. Циклы паросиловой установки. Цикл Ренкина.
26. Чем отличается цикл Карно от цикла Ренкина?

3 ОСНОВЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

3.1 Процессы теплообмена

Теплопередачей называют науку, изучающую закономерности процессов переноса теплоты от одного теплоносителя к другому и распространения ее внутри тела. Вопросы, рассматриваемые в теории теплопередачи:

- определение количества тепла, которое передается от одного тела к другому при заданных условиях
- определение температуры в разных областях тела, участвующего в процессе теплообмена.

Условием теплообмена является разность температур. Тепло передается тремя способами: теплопроводностью, конвекцией и излучением.

Теплопроводность – процесс распространения тепловой энергии в твердом теле при непосредственном соприкосновении отдельных частиц тела, имеющих разную температуру.

Конвекция – процесс переноса энергии при перемещении жидкости или газа из области с одной температурой в область, имеющую другую температуру.

Излучение (лучистый теплообмен) – процесс передачи энергии электромагнитными волнами. При этом происходит двойное преобразование энергии: более нагретое тело излучает энергию в виде электромагнитных колебаний, менее нагретое тело поглощает энергию и нагревается.

Обычно теплообмен между телами совершается всеми тремя способами одновременно при различном сочетании.

Процессы теплообмена могут протекать как в установившемся (стационарном) режиме, так и в неустойчивом (нестационарном) режиме.

3.2 Теплопроводность

3.2.1 Основные понятия

Теплопроводность – вид теплообмена, при котором перенос тепловой энергии в неравномерно нагретой среде происходит в отсутствие макроскопического движения среды. Передача теплоты теплопроводностью в газах осуществляется движущимися молекулами; в металлах – в основном электронами; в диэлектриках – вследствие колебаний атомов (или молекул), образующих кристаллическую решетку. Теплопроводность в основном осуществляется в твердых телах, как внутри одного, так и между телами при их соприкосновении друг с другом. Теплопроводность может осуществляться также через слой жидкости или газа. Однако жидкости и газы являются плохими проводниками тепла.

Температурное поле. Процесс теплообмена теплопроводностью осуществляется только при условии, что в различных точках тела температура неодинакова. Совокупность значений температуры во всех точках рассматриваемого пространства в конкретный момент времени называют температурным полем. Математически температурное поле выражается функцией трех, двух и одной координаты:

$$\begin{aligned}t &= f(x, y, z) \text{ – трехмерное температурное поле;} \\t &= f(x, y) \text{ – двухмерное температурное поле;} \\t &= f(x) \text{ – одномерное температурное поле.}\end{aligned}\tag{3.1}$$

Температурный градиент. Поверхность, во всех точках которой температура одинакова, называют изотермической.

Если пересечь ряд изотермических поверхностей плоскостью, то на ней будет получено семейство изотерм. Они, так же как и изотермические поверхности, не пересекаются между собой, не обрываются внутри тела, а оканчиваются на поверхности тела или замыкаются внутри него. Температура тела изменяется лишь в направлениях, пересекающих изотермические поверхности (рисунк 3.1). При этом наибольшее изменение температуры на единице длины получается в направлении нормали n к изотермической поверхности.

Предел отношения изменения температуры Δt к расстоянию между изотермами по нормали Δn называют градиентом температур:

$$\lim(\Delta t / \Delta n)_{n \rightarrow 0} = dt / dn = \text{grad } t. \quad (3.2)$$

Градиент температуры – вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности. Его положительным направлением считается направление в сторону увеличения температуры. Единица измерения градиента – градус на метр ($^{\circ}\text{C}/\text{м}$).

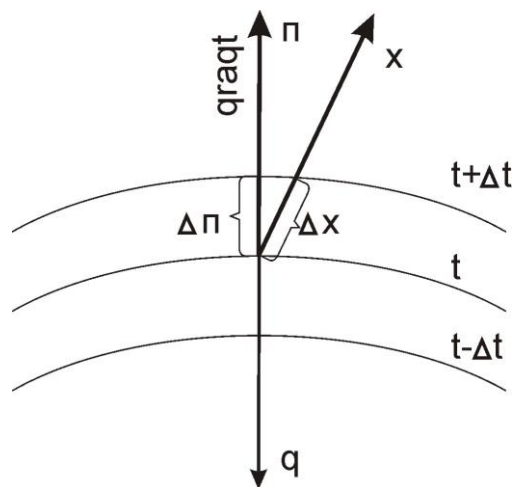


Рисунок 3.1 – Расположение изотерм и температурного градиента

Тепловым потоком (мощностью теплового потока) Φ называют количество тепла, проходящее в единицу времени через произвольную поверхность. Вектор теплового потока всегда направлен в сторону уменьшения температуры. Единица измерения теплового потока – ватт (Вт).

Плотность теплового потока характеризует интенсивность потока и определяется по формуле

$$q = \Phi / A. \quad (3.3)$$

Единица измерения плотности – ватт на квадратный метр ($\text{Вт}/\text{м}^2$).

Так как тепло передается от более нагретого тела к менее нагретому, то вектор плотности теплового потока всегда направлен в сторону уменьшения температуры.

Зависимость плотности теплового потока от градиента температур выражается формулой

$$q = -\lambda dt/dn = -\lambda \text{grad } t. \quad (3.4)$$

Соотношение (3.4) называется законом Фурье и выражает основной закон теплопроводности. Знак минус в правой части соотношения означает, что векторы теплового потока и градиента температур направлены в разные стороны.

Коэффициент λ называется **коэффициентом теплопроводности** и характеризует способность вещества проводить тепло. Единица измерения коэффициента теплопроводности – ватт на метр-кельвин или ватт на метр-градус Цельсия (Вт/(м·К) или Вт/(м·°С)).

Теплопроводность равна плотности теплового потока через однослойную стенку при разности температур 1 °С.

Значение теплопроводности величина табличная и для каждого тела определяется экспериментально.

3.2.2 Теплопроводность стенки

Плоская однослойная стенка. Плоская однослойная стенка из однородного материала имеет толщину δ (рисунок 3.2). Примем, что на наружных поверхностях стенки поддерживаются постоянные температуры $t_1 > t_2$. Температура изменяется только в направлении оси x , перпендикулярно плоскости стенки, т.е. температурное поле одномерно, а градиент температуры равен dt/dx .

Уравнение Фурье для этой стенки имеет вид

$$q = -\lambda dt/dx \quad (3.5)$$

или

$$dt = -(q/\lambda) dx. \quad (3.6)$$

Величину теплового потока найдем, проинтегрировав уравнение (3.6):

$$\int_1^2 dt = -(q/\lambda) \int_1^2 dx. \quad (3.7)$$

Если в уравнение ввести $x_2 - x_1 = \delta$, получим

$$q = \lambda/\delta(t_1 - t_2) = (\lambda/\delta)\Delta t \quad (3.8)$$

или

$$q = (t_1 - t_2) / (\delta / \lambda).$$

Уравнение (3.8) связывает параметры q , λ , δ , Δt и является расчетной формулой теплопроводности плоской стенки. Отношение δ / λ называется термическим сопротивлением стенки и обозначается R .

Определив по формуле (3.8) плотность теплового потока, можно рассчитать общее количество тепла Q в джоулях, переданное через площадь поверхности плоской стенки за время τ :

$$Q = qA\tau = (\lambda / \delta) \Delta t A \tau, \quad (3.9)$$

где A – площадь поверхности.

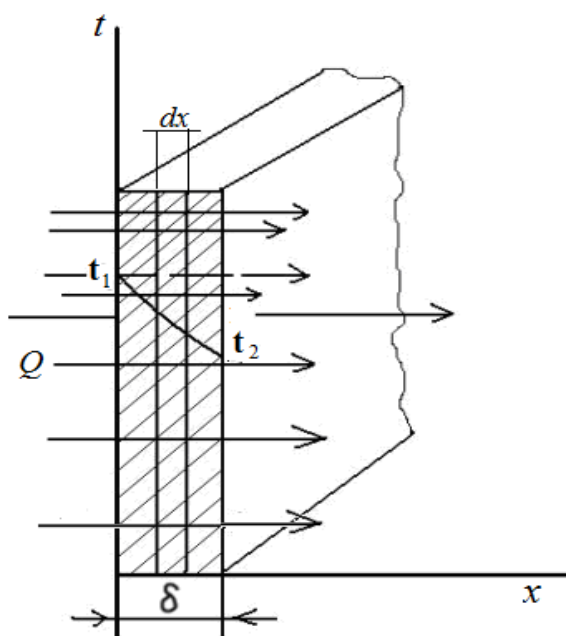


Рисунок 3.2 – Плоская однослойная стенка

Плоская многослойная стенка. Большое применение имеет процесс передачи тепла через плоскую многослойную стенку, состоящую из материалов с различной теплопроводностью.

Рассмотрим передачу тепла теплопроводностью через плоскую трехслойную стенку (рисунок 3.3). Все слои плотно прилегают друг к другу. Толщины слоев обозначены δ_1 , δ_2 , δ_3 , а теплопроводность каждого материала – λ_1 , λ_2 , λ_3 соответственно. Известны также температуры наружных поверхностей t_1 и t_4 . Температуры t_2 и t_3 неизвестны. Так как рассматривается стацио-

нарный режим, то плотность теплового потока q , проходящего через каждый слой стенки, по значению постоянна и для всех слоев одинакова, но на своем пути поток преодолевает местное термическое сопротивление δ/λ .

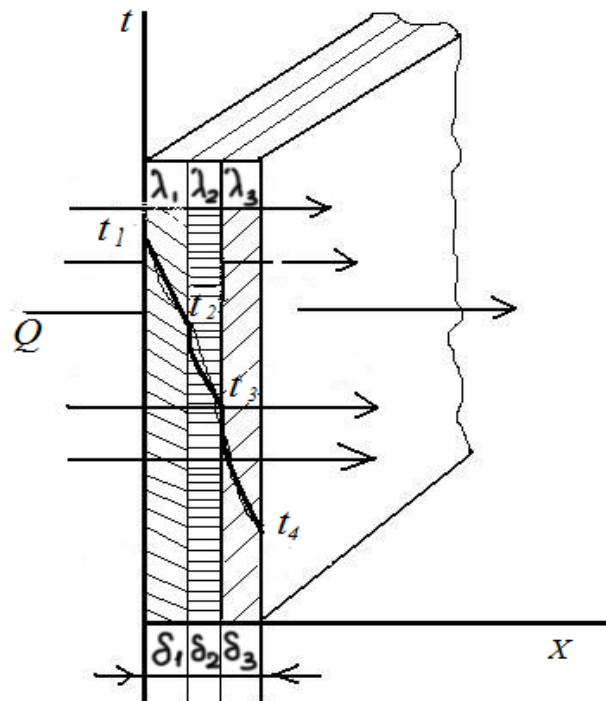


Рисунок 3.3 – Плоская трехслойная стенка

Поэтому для каждого слоя имеем:

$$\begin{aligned} q &= (t_1 - t_2) / (\delta_1 / \lambda_1); \\ q &= (t_2 - t_3) / (\delta_2 / \lambda_2); \\ q &= (t_3 - t_4) / (\delta_3 / \lambda_3). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Из этих равенств можно определить плотность q . Запишем их в виде

$$\begin{aligned} t_1 - t_2 &= q \delta_1 / \lambda_1; \\ t_2 - t_3 &= q \delta_2 / \lambda_2; \\ t_3 - t_4 &= q \delta_3 / \lambda_3. \end{aligned}$$

Складывая левые и правые части равенств, получим

$$t_1 - t_4 = q (\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2 + \delta_3 / \lambda_3),$$

откуда

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3}. \quad (3.11)$$

Из уравнения (3.11) следует, что общее термическое сопротивление многослойной стенки будет

$$R = \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3 + \dots + \delta_n/\lambda_n.$$

По формулам (3.10) и (3.11) можно определить значения неизвестных t_2 и t_3 :

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 - q\delta_1/\lambda_1; \\ t_3 &= t_2 - q\delta_2/\lambda_2 = t_1 - q(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2) = t_4 + q\delta_3/\lambda_3. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Цилиндрическая стенка. Передача теплоты теплопроводностью в цилиндрической стенке происходит по тем же законам, что и в плоской. На рисунке 3.4 показан отрезок трубы длиной l . Внутренний и наружный диаметры трубы равны соответственно d_1 и d_2 ; A_1 и A_2 – площади внешней и внутренней поверхности трубы, которым соответствуют температуры t_1 и t_2 . Тепловой поток Φ направлен изнутри наружу по нормали (по радиусам сечений трубы). Величина его остается постоянной для всех слоев стенки.

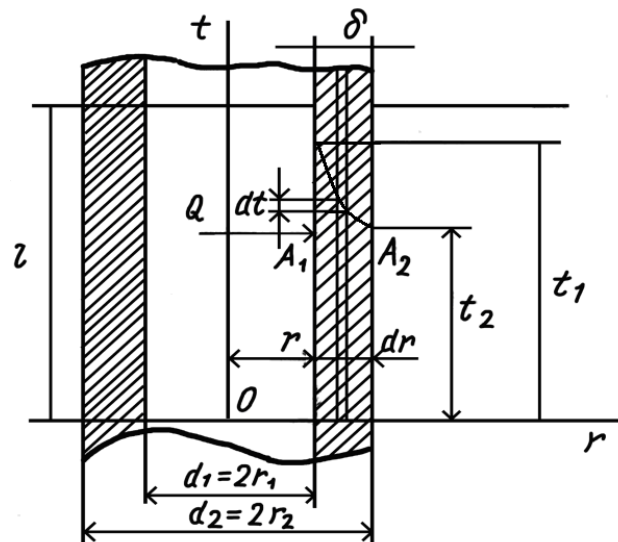


Рисунок 3.4 – Цилиндрическая однослойная стенка

Для того чтобы воспользоваться формулой Фурье для плоской стенки, выделим внутри стенки трубы элементарный цилин-

дрический слой радиусом r и толщиной dr . Внутреннюю и внешнюю площади слоя будем считать одинаковыми.

Количество теплоты Q в джоулях для элементарного слоя определим по формуле

$$Q = -\lambda A \tau dt / dr.$$

Примем $l = 1$ м, площадь $A = 2\pi r l$, $\tau = 1$ с, тогда

$$q' = -\lambda 2\pi r dt / dr, \quad (3.13)$$

откуда

$$dt = -[q' / (2\pi r)](dr / r). \quad (3.14)$$

Проинтегрировав равенство (3.14) и сделав ряд преобразований, получим

$$q' = [\pi(t_1 - t_2)] / [(1/2\lambda) \ln d_2 / d_1], \quad (3.15)$$

где $(1/2\lambda) \ln d_2 / d_1 = R$ – линейное термическое сопротивление.

Если толщина стенки цилиндрической трубы мала по сравнению с ее радиусом, то для расчета термического сопротивления можно считать стенку плоской и пользоваться соответствующими формулами.

3.3 Конвективный теплообмен

3.3.1 Основные понятия

Конвекцией называют процесс переноса тепла микрочастицами газа и жидкости. Поэтому конвекция возможна лишь в среде, частицы которой могут легко перемещаться. Конвективным называют теплообмен, обусловленный совместным действием конвективного и молекулярного переноса тепла. Конвективный теплообмен между движущейся средой и поверхностью, которая отделяет ее от другой среды (твердого тела, жидкости или газа), называют теплоотдачей.

В качестве теплоносителей используются вода, воздух, водяной пар, минеральные масла, нефть, органические жидкости, ртуть, расплавленные металлы. В зависимости от физических свойств теплоносителей процессы теплообмена протекают

по-разному. Наиболее часто используется вода, поскольку она широко распространена, имеет стабильный химический состав, нетоксична, обладает хорошей теплоемкостью.

Большое влияние на теплообмен оказывают следующие физические свойства теплоносителей:

- коэффициент теплопроводности λ , Вт/(м·°С);
- удельная теплоемкость c , кДж/(кг·К);
- плотность ρ , кг/м³;
- коэффициент температуропроводности a , м²/с;
- коэффициенты динамической μ , Па·с, и кинематической ν , м²/с, вязкости.

Эти параметры для каждого вещества имеют определенные значения и являются функцией температуры, а некоторые из них и давления.

В исследованиях конвективного теплообмена важную роль играет вязкость жидкости.

Все реальные жидкости обладают вязкостью. Между частицами или слоями, движущимися с различными скоростями, всегда возникает сила внутреннего трения (касательное усилие), ускоряющая движение медленного слоя и тормозящая движение более быстрого. Чем больше вязкость жидкости, тем меньше ее текучесть. Вязкость капельных жидкостей с увеличением температуры уменьшается и почти не зависит от давления. У газов с ростом температуры и давления вязкость увеличивается. Вязкость идеальных газов не зависит от давления.

Конвективный теплообмен также зависит от движения жидкости, которое бывает свободным и вынужденным.

Свободное движение жидкости. Свободное тепловое движение возникает в неравномерно прогретой среде, точнее, в жидкости, где имеются области с направленным вниз градиентом температур. В этом случае некоторые слои жидкости имеют более высокие температуры, чем слои, находящиеся над ними, и вследствие теплового расширения создается разность плотностей, что приводит к всплыванию более плотных элементов жидкости. Возникающее таким образом свободное движение называют естественной или тепловой конвекцией. Так, например, теплообмен

между внутренним и внешним стеклами оконной рамы осуществляется естественной конвекцией.

Вынужденное движение. Вынужденное движение жидкости обусловлено действием посторонних возбудителей (вентиляторов, насосов и т. п.). С их помощью можно создавать большие скорости движения среды или изменять их в широких пределах и тем самым регулировать интенсивность теплообмена. Движение может быть ламинарным или турбулентным.

При ламинарном течении частицы жидкости движутся не перемешиваясь. Перенос тепла по нормали к направлению течения осуществляется теплопроводностью. Ввиду того что теплопроводность жидкости весьма мала, интенсивность теплообмена при ламинарном течении невелика.

При турбулентном течении тепло внутри потока распространяется как теплопроводностью, так и перемешиванием почти всей массы жидкости, за исключением вязкого подслоя. Теплообмен при турбулентном течении отличается большей интенсивностью, чем при ламинарном течении.

Форма и размер теплоотдающей поверхности существенно влияют на теплоотдачу. Из любых простых форм тела (трубы, плиты и т. д.) можно составить большое количество теплоотдающих поверхностей. Каждая поверхность создает свои специфические условия движения теплоносителя и теплоотдачи.

Два режима течения жидкости. Осборн Рейнольдс в конце XIX века методом окрашивания струй установил, что существуют два режима течения жидкости: ламинарный и турбулентный.

Ламинарным (послойным) называется режим течения, когда силы вязкости соизмеримы с силами инерции. Для него характерно отсутствие обмена частиц между слоями (перемешивание жидкости по сечению потока), т. е. доля частиц, двигающихся в поперечном направлении, составляет не более 1–3 % от общего числа частиц.

Турбулентным называется режим течения, когда силы инерции преобладают над силами вязкости. Для него характерен интенсивный обмен частиц между слоями (более 90 % от общего числа).

Существует два вида движения жидкости – напорное и безнапорное.

Напорным называется движение без свободной поверхности, когда жидкость занимает весь внутренний объем трубопровода, или движение под действием перепада давления (например, движение воды в системе водоснабжения, движение теплоносителя в системах теплоснабжения).

Безнапорным называется движение со свободной поверхностью или движение под действием силы тяжести (например, движение воды в реке).

На рисунке 3.5, *а* приведена принципиальная схема опыта Рейнольдса. Резервуар 2 заполнен жидкостью, уровень которой поддерживается постоянным. К резервуару присоединена стеклянная трубка 3, снабженная краном 4, регулирующим скорость движения жидкости. Для того чтобы наблюдать характер потока в трубке 3, в нее по трубке 1 вводят подкрашенную жидкость с теми же физическими свойствами, что и в сосуде. При этом скорость движения подкрашенной струйки должна быть близка к скорости потока в трубке 3.

При небольших скоростях потока в трубке 3 подкрашенная струйка движется, не смешиваясь с основной массой жидкости, в виде отчетливо выраженной тонкой нити (рисунок 3.5, *б*). При этом поток устойчиво движется в трубке параллельными несмешивающимися струйками или слоями. Движение жидкости, при котором возможно существование стационарных траекторий ее частиц, называют ламинарным или слоистым.

С увеличением скорости потока выше определенного значения течение жидкости в трубке скачкообразно меняет свой характер. При этом окрашенная струйка теряет форму прямой нити, принимает волнообразные очертания и, наконец, полностью размывается. Движение становится беспорядочным, и поток все время перемешивается (рисунок 3.5, *в*).

Движение жидкости с хаотично изменяющимися во времени траекториями частиц, при котором в потоке возникают нерегулярные пульсации скорости, давления и других параметров, называют турбулентным.

Рейнольдс в своих опытах изменял не только скорость, но и диаметр трубопровода и вязкость жидкости (путем ее охлаждения или подогрева). При этом он установил, что ламинарный режим тем легче осуществить, чем меньше скорость движения жидкости v ; меньше диаметр трубы d , по которой течет жидкость; больше динамическая вязкость жидкости μ ; меньше ее плотность ρ .

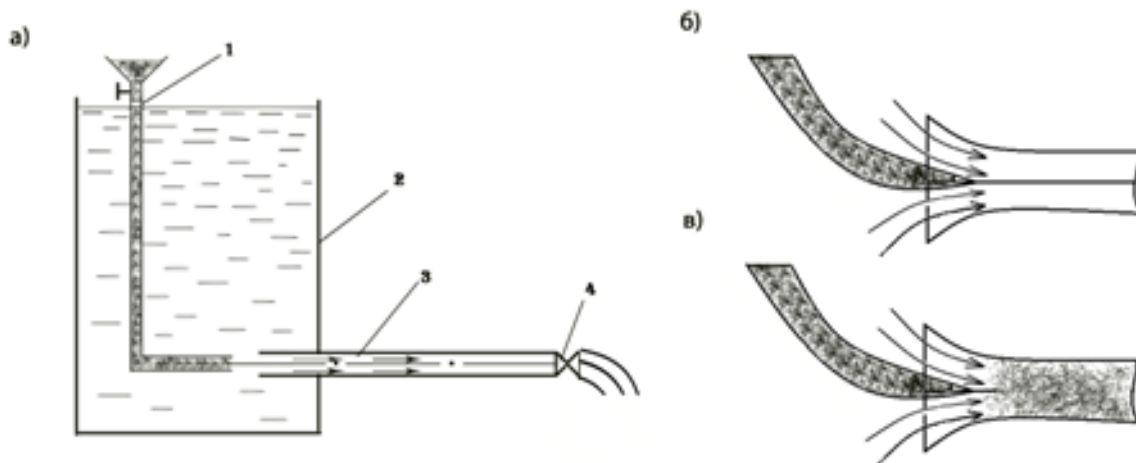


Рисунок 3.5 – Опыт Рейнольдса

Турбулентному режиму соответствуют большие скорости движения жидкости; большие диаметры труб; большая плотность; малая вязкость.

Из перечисленных изменяемых величин Рейнольдс составил безразмерный комплекс

$$Re = vd\rho/\mu, \quad (3.16)$$

который является очень важной динамической характеристикой движения вязкой жидкости.

Величину Re называют числом Рейнольдса.

Если ввести кинематическую вязкость $\nu = \mu/\rho$, то формула (3.16) примет вид

$$Re = vd/\nu. \quad (3.17)$$

Выразив диаметр трубы d через гидравлический радиус ($d = 4R$), получим

$$Re = 4vR/\nu. \quad (3.18)$$

По формуле (3.18) можно вычислить число Рейнольдса для потока любого сечения. Режим течения определяется числом Рей-

нольдса и не зависит от величин ν , d , μ и ρ в отдельности. Существует значение числа Рейнольдса, которое называют критическим: $Re_{кр}$. При $Re < Re_{кр}$ течение ламинарное, а при $Re > Re_{кр}$ – турбулентное. Точнее, в каждом конкретном случае существует некоторый узкий диапазон значений числа Рейнольдса, которые можно рассматривать как критические. При критических значениях числа Рейнольдса и происходит смена режимов движения жидкости (эту смену можно считать скачкообразной, так как диапазон $Re_{кр}$ узок). Опытами установлено, что для напорного движения жидкости в цилиндрических трубах круглого сечения $Re_{кр} \approx 2300$.

Однако на значение $Re_{кр}$ оказывают влияние различные возмущения, возникающие в потоке на входе его в трубу, а также возмущения от различных запорных устройств, встречающихся на пути потока (клапанов, кранов, переходных камер и т. д.).

Путем тщательного устранения источников возмущения при течении в круглых трубах удастся значительно повысить $Re_{кр}$. При этом созданное ламинарное течение становится неустойчивым и при незначительных возмущениях переходит в турбулентное. Для условий, которые наблюдаются на практике, поток в трубах турбулентный тогда, когда $Re > 2300$.

Дифференциальное уравнение движения идеальной жидкости (уравнение Эйлера) может быть получено из дифференциального уравнения равновесия той же жидкости, если, согласно принципу Д'Аламбера, к действующим силам присоединить силы инерции, т. е.

$$\rho(Xdx + Ydy + Zdz) = dp + \frac{\rho}{2} dv^2,$$

где v – скорость движения частицы жидкости, m^2/c .

Подставляя единицы измерения отдельных величин в число Рейнольдса, легко убедиться, что оно является величиной безразмерной.

При $Re < 2300$ поток жидкости в трубе остается ламинарным, при $Re > 10000$ поток жидкости становится турбулентным. Ламинарный поток является устойчивым только в докритической области (до $Re < 2300$). При некоторых специальных мерах предосторожности ламинарное движение можно наблюдать при числах

Рейнольдса, значительно превышающих критическое значение. Однако при $2300 \leq Re \leq 10\,000$ режим движения является неустойчивым и при малейшем возмущении поток переходит из ламинарного в турбулентный, такой неустойчивый режим еще называют переходным. Характер движения жидкости влияет на интенсивность передачи теплоты. При ламинарном режиме и отсутствии естественной конвекции теплота в перпендикулярном стенке направлении передается только теплопроводностью.

Количество этой теплоты зависит от физических свойств жидкости, геометрических размеров, формы поверхности канала и почти не зависит от скорости. При турбулентном движении жидкости перенос теплоты наряду с теплопроводностью осуществляется перпендикулярным поверхности канала перемещением частиц, т. е. конвекцией.

3.3.2 Понятие о пограничном слое

Задачи конвективного теплообмена решают на основе теории пограничного слоя, созданной Л. Прандтлем в начале XX столетия (1904). Рассмотрим процесс продольного омывания какого-либо тела безграничным потоком жидкости с постоянной скоростью течения w_0 (рисунок 3.6).

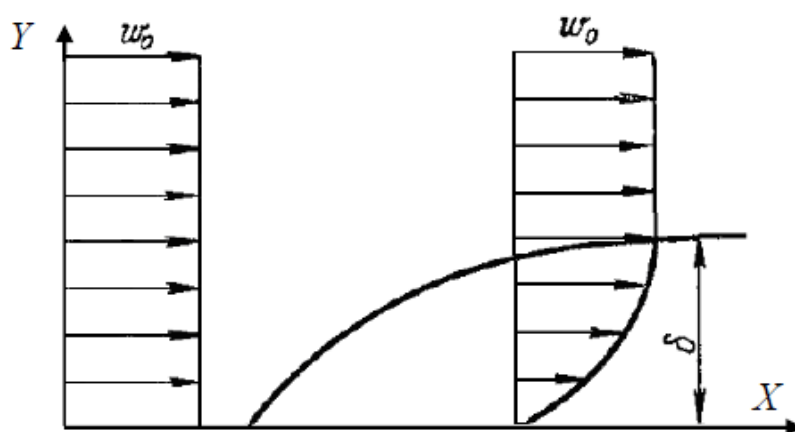


Рисунок 3.6 – Гидродинамический пограничный слой

Вследствие влияния сил трения в непосредственной близости от поверхности тела скорость течения должна очень быстро падать до нуля. Тонкий слой жидкости вблизи поверхности тела, в котором происходит изменение скорости жидкости от значения

скорости невозмущенного потока вдали от стенки до нуля, непосредственно на стенке называется гидродинамическим пограничным слоем. Толщина этого слоя δ возрастает вдоль по потоку. С увеличением скорости потока толщина гидродинамического пограничного слоя уменьшается вследствие сдувания его потоком. Напротив, с увеличением вязкости толщина гидродинамического слоя увеличивается.

Течение в гидродинамическом пограничном слое может быть как турбулентным 1, так и ламинарным 2 (рисунок 3.7). В зависимости от характера течения жидкости гидродинамический пограничный слой также бывает ламинарным и турбулентным с соответствующей толщиной ($\delta_{\text{л}}$ и $\delta_{\text{тур}}$).

Необходимо отметить, что в случае турбулентного гидродинамического пограничного слоя непосредственно у стенки имеется очень тонкий слой жидкости, движение в котором имеет ламинарный характер. Этот слой называют ламинарным подслоем 3.

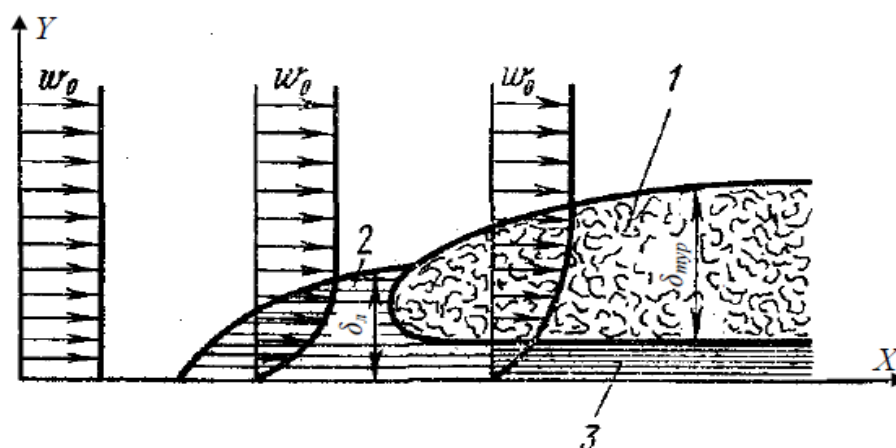


Рисунок 3.7 – Ламинарный и турбулентный пограничные слои

Если температуры стенки и жидкости неодинаковы, то вблизи стенки образуется тепловой пограничный слой, в котором происходит изменение температуры жидкости (рисунок 3.8, а). Вне пограничного слоя температура жидкости постоянна и равна t_0 . В общем случае толщины теплового и гидродинамического слоев могут не совпадать (рисунок 3.8, б).

Соотношение толщин гидродинамического и теплового пограничных слоев различно. Например, для большинства жидко-

стей толщина гидродинамического пограничного слоя больше толщины теплового пограничного слоя ($\delta_{гд} > \delta_T$). Для газов толщины слоев приблизительно одинаковы ($\delta_{гд} = \delta_T$). Для жидких металлов тепловой пограничный слой проникает в область динамического невозмущенного потока ($\delta_{гд} < \delta_T$).

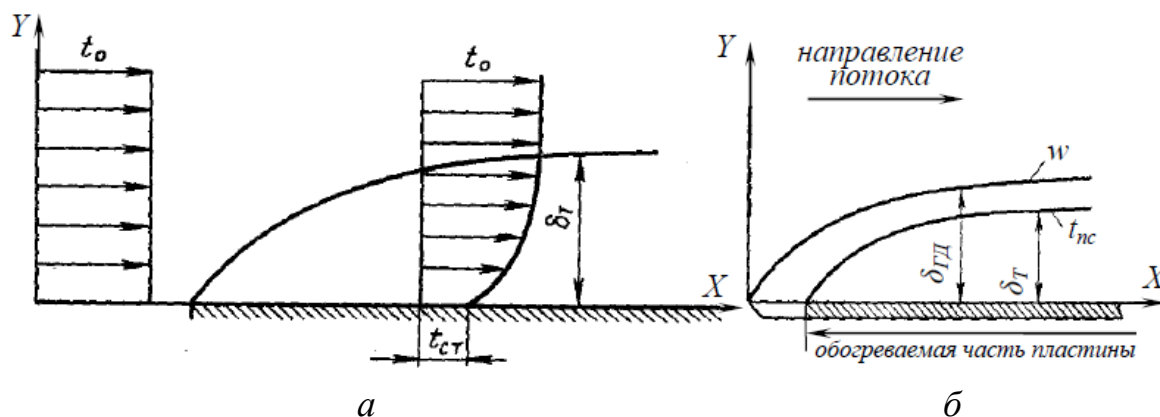


Рисунок 3.8 – Тепловой пограничный слой (а) и соотношение толщин теплового и гидродинамического пограничных слоев (б)

Механизм и интенсивность переноса теплоты зависят от характера движения жидкости в пограничном слое. При распространении теплоты в направлении, перпендикулярном направлению движения потока жидкости, основные препятствия представляют ламинарный пограничный слой и ламинарный подслой, в которых теплообмен происходит главным образом за счет теплопроводности, т. е. медленно. Однако у внешней границы слоя, где температура по нормали к стенке меняется незначительно, преобладает перенос теплоты конвекцией вдоль стенки.

3.3.3 Уравнение Ньютона – Рихмана. Коэффициент теплоотдачи

Из многих видов конвективного теплообмена выделяют часто встречающийся случай, когда теплотой обмениваются поверхность твердого тела и жидкость, движущаяся у этой поверхности (рисунок 3.9). Такой вид конвективного теплообмена называют теплоотдачей.

Процесс теплоотдачи (рисунок 3.9, *а*) описывается уравнением Ньютона – Рихмана, или уравнением теплоотдачи:

$$Q = \alpha(t_{\text{пов}} - t_{\text{ж}})F, \quad (3.19)$$

где Q – тепловой поток, Вт; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²·К); $t_{\text{п}}$, $t_{\text{ж}}$ – температуры поверхности твердого тела и жидкости, °С; F – площадь поверхности теплообмена, м².

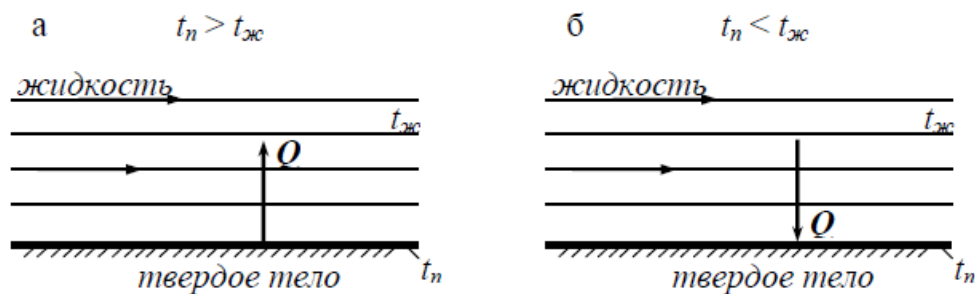


Рисунок 3.9 – Теплоотдача от поверхности тела к жидкости (*а*) и от жидкости к поверхности твердого тела (*б*)

Коэффициент теплоотдачи α характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и жидкостью. По физическому смыслу α представляет собой тепловой поток, проходящий через 1 м² поверхности при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой в 1 градус.

В общем случае коэффициент теплоотдачи является функцией физических параметров жидкости, характера течения, скорости движения жидкости, формы и размеров тела и т. д. Математически эта зависимость может быть представлена в виде

$$\alpha = f(w, \lambda, \nu, \rho, C, X, t_{\text{п}}, t_{\text{ж}}, \Phi, l_1, l_2, l_3, \dots), \quad (3.20)$$

где w – скорость жидкости, м/с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с; ρ – плотность жидкости, кг/м³; C – удельная теплоемкость, кДж/(кг·°С); X – характер движения жидкости; Φ – форма поверхности тела; l_1, l_2, l_3 – размеры поверхности тела.

Зависимость (3.20) показывает, что коэффициент теплоотдачи – величина сложная и для ее определения невозможно составить общую формулу. Обычно для определения α приходится прибегать к опытным исследованиям.

Опытным путем установлено, что в условиях свободной конвекции для воздуха $\alpha = 5\text{--}25 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, а для воды $\alpha = 20\text{--}100 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. В условиях вынужденной конвекции значения коэффициента теплоотдачи выше, например для воздуха $\alpha = 10\text{--}200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, для воды $\alpha = 50\text{--}10000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Для кипящей воды $\alpha = 3000\text{--}100\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$; для конденсирующегося водяного пара $\alpha = 5000\text{--}100\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

3.3.4 Дифференциальное уравнение теплоотдачи

Особенности движения вязкой жидкости в непосредственной близости от стенки позволяют установить связь коэффициента теплоотдачи с температурным полем в жидкости. На рисунке 3.10 показано температурное поле вблизи холодной стенки, вдоль которой течет нагретая жидкость.

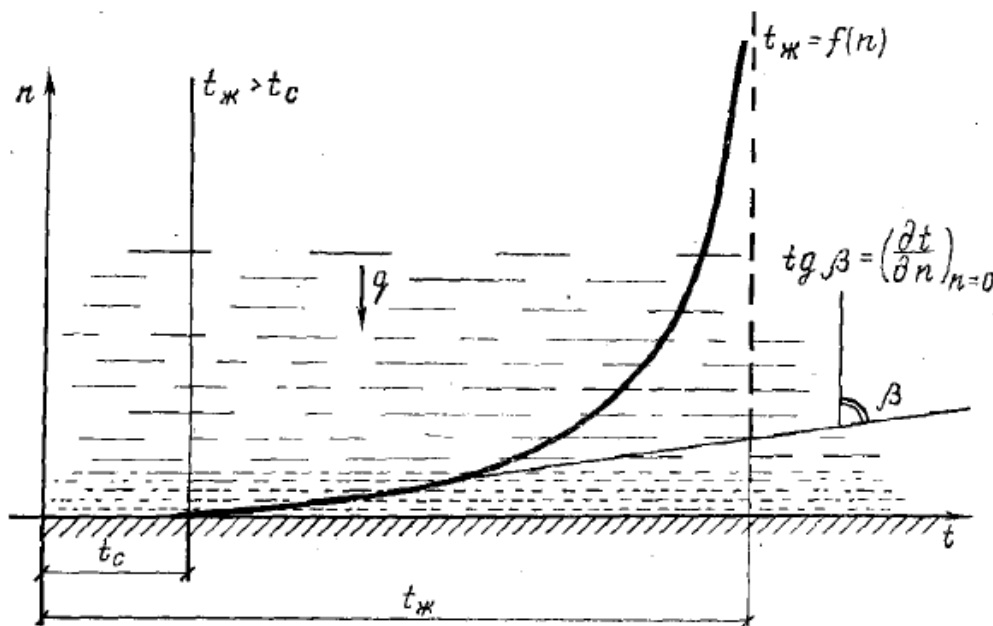


Рисунок 3.10 – Температурное поле в жидкости, протекающей вблизи холодной стенки

Благодаря выполнению условия прилипания частицы жидкости, находящиеся в непосредственной близости к твердой поверхности тела, образуют тонкий неподвижный слой. В неподвижной среде, как известно, перенос теплоты осуществляется только путем теплопроводности, поэтому можно записать

$$q = -\lambda \left(\frac{dt}{dn} \right)_{n=0}, \quad (3.21)$$

где q – плотность теплового потока, Вт/м²; λ – коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м·К); индекс $n = 0$ означает, что значение градиента берется на стенке.

С другой стороны, плотность теплового потока может быть выражена с помощью уравнения Ньютона – Рихмана

$$q = \alpha(t_{\text{ж}} - t_{\text{с}}), \quad (3.22)$$

где $t_{\text{ж}}, t_{\text{с}}$ – температуры жидкости и поверхности стенки, °С.

Из уравнений (3.21) и (3.22) получаем дифференциальное уравнение теплоотдачи

$$\alpha = -\frac{\lambda}{t_{\text{ж}} - t_{\text{с}}} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (3.23)$$

Уравнение (3.22) устанавливает связь между коэффициентом теплоотдачи и температурным полем в жидкости. Уравнение (3.23) сводит задачу нахождения коэффициента теплоотдачи к основной задаче теории теплообмена – определению температурного поля.

3.4 Теплообмен излучением

3.4.1 Основные понятия

Передача тепла излучением или излучение – это передача энергии в виде электромагнитных волн. Все тела с температурой выше абсолютного нуля непрерывно посылают в окружающее пространство электромагнитные волны разной частоты и длины. Это электромагнитное излучение называют тепловым, так как оно возникает в результате возбуждения колебаний атомов и молекул тела под воздействием теплового излучения. Электромагнитные волны представляют собой поток элементарных частиц, называемых фотонами, обладающих энергией, импульсом и нулевой массой покоя. При излучении фотоны отрываются от атомов и молекул излучающего тела и движутся в пространстве со скоростью света (в вакууме). Попадая на другое тело, фотоны передают свой импульс и энергию атомам и молекулам этого тела, преобразуясь в другую форму материи.

Электромагнитные волны принято классифицировать в зависимости от длины волны, а также от источников излучения (таблица 3.1).

Таблица 3.1 – Диапазоны длин волн различных излучений

Вид излучения	Длина волны, м
γ -излучение	$1 \cdot 10^{-15} - 1 \cdot 10^{-11}$
Рентгеновское	$1 \cdot 10^{-12} - 1 \cdot 10^{-9}$
Ультрафиолетовое	$20 \cdot 10^{-9} - 0,4 \cdot 10^{-6}$
Видимое (световое)	$0,4 \cdot 10^{-6} - 0,8 \cdot 10^{-6}$
Тепловое (инфракрасное)	$0,8 \cdot 10^{-6} - 0,8 \cdot 10^{-3}$
Радиоволны	$10^{-2} - 10^{-3}$

Излучение различных тел зависит от их природы, температуры и состояния поверхности. Большинство твердых и жидких тел излучает энергию всех длин волн в интервале от 0 до ∞ , т. е. эти тела имеют сплошной спектр излучения. Некоторые тела излучают энергию с прерывистым спектром, т. е. в определенных интервалах. К ним относятся нагретые газы и пары.

Излучение, определяемое только температурой и оптическими свойствами тела, называют тепловым излучением или радиацией.

Тепловые лучи, поглощенные другим телом, преобразуются в энергию хаотического теплового движения атомов и молекул и повышают температуру тела. Таким образом, теплообмен излучением осуществляется в результате двойного взаимного превращения энергии: тепловая – лучистая – тепловая. Интенсивность излучения повышается с ростом температуры излучающих тел.

Потоком излучения Φ называют излучение, проходящее в единицу времени через произвольную поверхность:

$$\Phi = Q/\tau. \quad (3.24)$$

Единица измерения потока – ватт (Вт).

Поверхностной плотностью q потока излучения называют отношение потока излучения к площади поверхности (Вт/м²)

$$q = \Phi/A.$$

Из всего потока излучения Φ , падающего на поверхность тела, часть Φ_A поглощается телом, часть Φ_R отражается от него, а часть Φ_D пропускается сквозь тело:

$$\Phi = \Phi_A + \Phi_R + \Phi_D .$$

Поделим обе части уравнения на Φ :

$$\Phi_A/\Phi + \Phi_R/\Phi + \Phi_D/\Phi = 1. \quad (3.25)$$

Обозначим:

$\Phi_A/\Phi = A$ – поглощательная способность тела;

$\Phi_R/\Phi = R$ – отражательная способность тела;

$\Phi_D/\Phi = D$ – пропускательная способность тела.

Учитывая равенство (3.25), получим

$$A + R + D = 1. \quad (3.26)$$

Равенство (3.26) называется уравнением теплового баланса.

При $A = 1$ ($R = D = 0$) тело поглощает все падающее на него излучение, ничего не отражая и не пропуская. Такое тело называется абсолютно черным. Нефтяная сажа наиболее близка к абсолютно черному телу – $A = 0,9\text{--}0,96$.

При $R = 1$ ($A = D = 0$) тело отражает весь поток излучения. Если угол падения равен углу отражения, тело называют зеркальным. Если же излучение отражается во все направления, то поверхность тела называют абсолютно белой.

При $D = 1$ ($A = R = 0$) тело пропускает все падающее излучение и называется абсолютно прозрачным или диатермичным. Все одно- и двухатомные газы можно считать диатермичными телами. В противоположность им трехатомные и многоатомные газы поглощают и излучают тепловую энергию.

В реальных условиях абсолютно черных, белых и прозрачных тел не существует. Для всех реальных тел коэффициенты A , R , D всегда меньше единицы.

Реальные тела обладают лишь той или иной степенью черноты, белизны и прозрачности.

Тело, спектральная поглощательная способность которого не зависит от длины волны падающего излучения, называют серым.

Цвет тела определяется способностью поглощать и отражать свет с различными длинами волн.

3.4.2 Основные законы теплового излучения

Закон Кирхгофа. При термодинамическом равновесии отношение излучательной способности тела к его поглотительной способности не зависит от природы тела, а является одинаковой для всех тел функцией температуры и равно излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре:

$$\Phi_1/A_1 = \Phi_2/A_2 = \dots = \Phi_0/A_0 = f(T), \quad (3.27)$$

где Φ_0 и A_0 – излучательная и поглотительная способности абсолютно черного тела, а аналогичные величины Φ_1, A_1, Φ_2, A_2 соответственно относятся к телам первому, второму и т. д.

Закон Стефана – Больцмана. Поток излучения абсолютно черного тела прямо пропорционален четвертой степени его температуры:

$$\Phi_0 = \sigma_0 T^4,$$

где $\sigma_0 = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – константа излучения абсолютно черного тела.

Обычно это уравнение записывают в виде

$$\Phi_0 = C_0 (T/100)^4,$$

где $C_0 = 5,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – постоянная излучения абсолютно черного тела.

Закон Стефана – Больцмана применим также для серых тел. У серых тел, как и у черных, излучательная способность пропорциональна абсолютной температуре в четвертой степени:

$$\Phi = C (T/100)^4,$$

где C – коэффициент излучения серого тела, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$, который определяется природой, температурой, состоянием поверхности тела и всегда меньше C_0 .

Отношение коэффициента излучения серого тела к постоянной излучения абсолютно черного тела при той же температуре называется степенью черноты и обозначается ε :

$$\varepsilon = C/C_0.$$

Так как $C_0 > C$, то степень черноты серого тела $\varepsilon < 1$.

В таблице 3.2 представлена степень черноты различных материалов.

Таблица 3.2 – Степень черноты различных материалов

Материал	Температура, °С	Степень черноты ε
Алюминий: полированный с шероховатой поверхностью	225–575 26	0,039–0,057 0,055
Сталь: листовая шлифованная окисленная	940–1100 200–600	0,55–0,61 0,80
Медь: полированная окисленная	80–115 200–600	0,018–0,023 0,57–0,87
Чугун обточенный	830–990	0,60–0,70
Кирпич: красный строительный огнеупорный	20 1100	0,93 0,75
Штукатурка известковая шероховатая	10–90	0,91
Сажа ламповая	40–370	0,945
Вода	0–100	0,95–0,963
Масляные краски различных цветов	100	0,92–0,96

Закон Планка. Законы лучистого теплообмена получены для абсолютно черного тела при условии, что все тела принимают одинаковую температуру (т. е. находятся в термодинамическом равновесии), так как испускают и поглощают лучистую энергию в одинаковых количествах.

Интенсивность излучения абсолютно черного тела и любого реального серого тела зависит от температуры и длины волны. Абсолютно черное тело испускает лучи всех длин волн от 0 до ∞ . Если каким-либо образом отделить лучи с разными длинами волн друг от друга и измерить энергию каждого луча, то окажется, что распределение энергии вдоль спектра различно.

Закон Планка устанавливает распределение интенсивности излучения по различным участкам спектра длин волн λ .

Связь спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела $I_{\lambda,0}$, Вт/м³, с длиной волны излучения λ и абсолютной температурой тела была установлена в 1900 году М. Планком

(в дальнейшем все характеристики абсолютно черного тела будем записывать с индексом «0»):

$$I_{\lambda 0} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{C_2/(\lambda T)} - 1}, \quad (3.28)$$

где $C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$ Вт/м² и $C_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$ м·К – постоянные излучения.

Графически закон Планка представлен на рисунке 3.11.

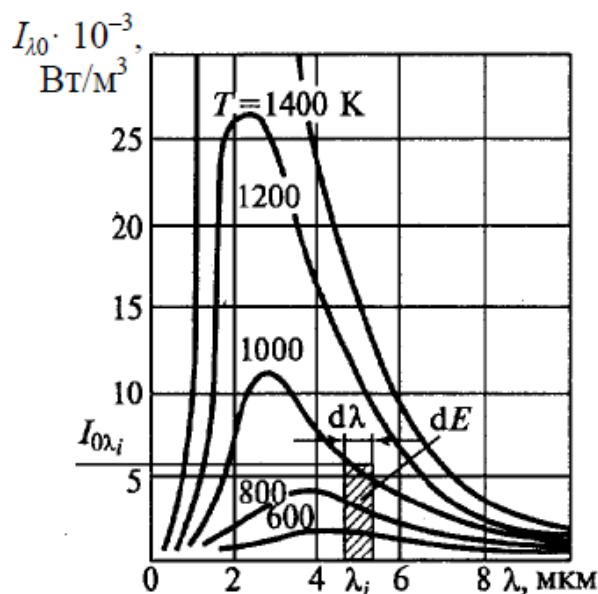


Рисунок 3.11 – Спектральная плотность потока излучения по закону Планка

Для луча одной и той же длины волны интенсивность излучения увеличивается с возрастанием температуры тела, испускающего лучи.

Закон Вина. На рисунке 3.11 видно, что плотность потока излучения $I_{\lambda 0}$ возрастает от нуля при $\lambda = 0$ до максимума при определенной длине волны λ_{\max} и снова стремится к нулю при $\lambda \rightarrow \infty$.

В 1893 г. В. Вин установил, что произведение $T\lambda_{\max}$ есть величина постоянная, т. е. для длины волны λ_{\max} , мкм, соответствующей максимальному значению $I_{\lambda 0}$, справедливо отношение

$$\lambda_{\max} = \frac{2,898 \cdot 10^3}{T}, \quad (3.29)$$

где T – абсолютная температура излучающего тела, К.

Из выражения (3.29) следует, что с ростом температуры максимум излучения смещается в сторону коротких волн (см. рисунок 3.11), поэтому его иногда называют законом смещения Вина.

Пользуясь законом Вина, можно определить температуру сильно нагретых тел на расстоянии, например температуру расплавленных металлов или космических объектов.

Закон Ламберта. Ранее было показано, что закон Стефана – Больцмана определяет количество энергии, излучаемой телом по всем направлениям. Однако интенсивность излучения зависит от его направления, определяемого углом φ , который оно образует с нормалью к поверхности (рисунок 3.12).

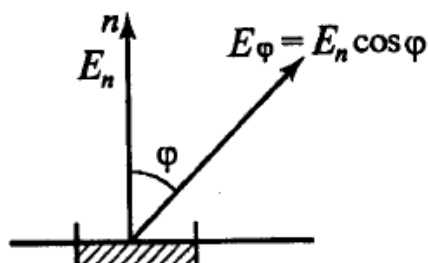


Рисунок 3.12 – К закону Ламберта

Ламберт И. установил, что максимальное излучение E_n имеет место в направлении нормали к поверхности. Количество энергии E_φ , излучаемой под углом φ к нормали, пропорционально косинусу угла φ :

$$E_\varphi = E_n \cos \varphi. \quad (3.30)$$

Отсюда видно, что интенсивность излучения вдоль поверхности (при $\varphi = 90^\circ$) равна нулю.

Закон Ламберта применим для тел, обладающих диффузным излучением, в диапазоне изменения угла $0 < \varphi < 60^\circ$. Закон Ламберта неприменим для зеркальных поверхностей.

Излучение газов и паров. У различных газов излучательные и поглощательные способности разные. Так, одно- и двухатомные газы (водород, кислород, азот, гелий и др.) практически прозрачны для теплового излучения. Значительной излучательной и поглощательной способностью, имеющей практическое применение,

ние, обладают трех- и многоатомные газы (углекислый газ, водяной пар, аммиак и др.).

Если твердые тела поглощают и излучают энергию только поверхностью, то газы – всем объемом и только в определенных интервалах длин волн $\Delta\lambda$. Их спектр излучения и поглощения имеет избирательный характер. В большей части спектра газы являются прозрачными для теплового излучения. С увеличением температуры газа его излучательная и поглощательная способности повышаются. Особый интерес в теплофизике представляют водяной пар и углекислый газ, поскольку они образуются при горении топлива.

3.5 Теплопередача и понятия о теплообменных аппаратах

Одним из наиболее важных и часто используемых в технике процессов является теплообмен между горячей и холодной средой через разделительную стенку. Такой теплообмен называют теплопередачей. Рассмотрим однослойную стенку (рисунок 3.13), толщина которой равна δ . Теплопроводность материала стенки равна λ . Температуры сред, омывающих стенку слева и справа, известны: $t_{ст1} > t_{ст2}$. Необходимо определить плотность теплового потока q , проходящего через стенку от греющей среды к нагреваемой.

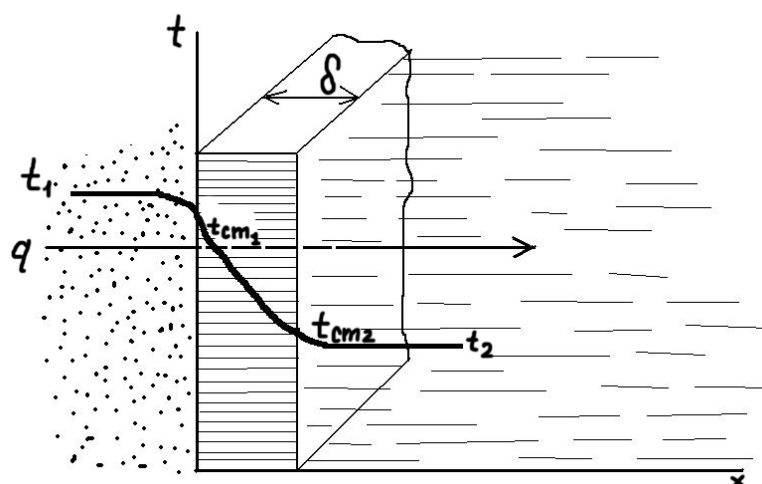


Рисунок 3.13 – Теплопередача через плоскую стенку от греющей среды к нагреваемой

Пользуясь формулами (3.8) и (3.17), запишем:

$$\begin{aligned}q &= \alpha_1(t_1 - t_{ct1}); \\q &= \lambda/\delta(t_{ct1} - t_{ct2}); \\q &= \alpha_2(t_{ct2} - t_2).\end{aligned}\tag{3.31}$$

Определим полный температурный напор $t_1 - t_2$. Для этого сначала найдем местные температурные напоры:

$$\begin{aligned}(t_1 - t_{ct1}) &= q(1/\alpha_1); \\(t_{ct1} - t_{ct2}) &= q(\delta/\lambda); \\(t_{ct2} - t_2) &= q(1/\alpha_2).\end{aligned}$$

Складывая равенства, получим

$$t_1 - t_2 = q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2)$$

или

$$q = \frac{t_1 - t_2}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}.\tag{3.32}$$

Обозначим

$$\kappa = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2},\tag{3.33}$$

где κ – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·°С).

Тогда

$$q = \kappa(t_1 - t_2).\tag{3.34}$$

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется полным термическим сопротивлением теплопередачи:

$$1/\kappa = 1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2.\tag{3.35}$$

В настоящее время широкое распространение получили теплообменные аппараты, предназначенные для нагревания и охлаждения теплоносителя. В качестве теплоносителя применяют жидкость или газ.

Теплообменные аппараты делятся на рекуперативные, регенеративные, смешительные и с внутренним тепловыделением.

В *рекуперативных теплообменных аппаратах* теплота передается через разделительную стенку. К таким аппаратам отно-

сятся парогенераторы, пароперегреватели, водоподогреватели, воздухоподогреватели. Рекуперативные теплообменные аппараты в свою очередь подразделяются на прямоточные, противоточные (рисунок 3.14), перекрестного тока и смешанного тока.

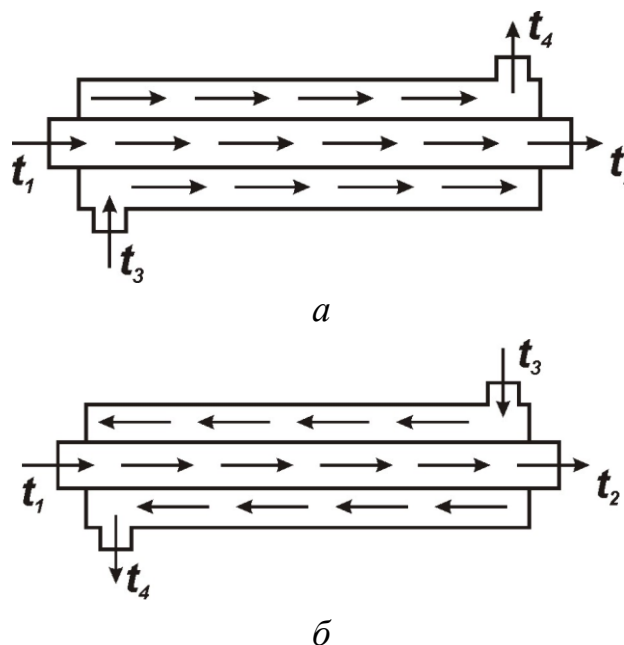


Рисунок 3.14 – Теплообменные аппараты:
 а – прямоточный; б – противоточный

В прямоточном тепловом аппарате холодный и горячий теплоносители протекают в одном направлении и параллельно. В противоточном аппарате теплоносители протекают параллельно, но в противоположных направлениях. В теплофизическом отношении противоточные аппараты выгоднее, чем прямоточные. Критерием для оценки их эффективности является средний температурный напор $\Delta t_{\text{ср}}$, т.е. средняя разность температур греющей и нагреваемой жидкости. В противоточной схеме почти всегда $\Delta t_{\text{ср}}$ больше, чем в прямоточной. Поэтому и поверхность теплообменника нагрева с противотоком меньше, чем с прямотоком, следовательно, при прочих равных условиях теплообменник с противоточной схемой движения жидкостей компактней и на его изготовление затрачивается меньше материала.

В *регенеративных теплообменных аппаратах* поверхность нагрева (или охлаждения) поочередно омывается то горячим, то холодным теплоносителем через определенные промежутки

времени. По каналам регенератора пропускают горячий теплоноситель – продукты сгорания от тепловых агрегатов разного типа. Поверхность нагрева регенератора, отбирая теплоту от горячих газов, нагревается, а затем отдает это тепло холодному теплоносителю.

В *смесительных теплообменных аппаратах* теплообмен осуществляется при непосредственном соприкосновении и смешивании горячего и холодного теплоносителей. Смесительными теплообменными аппаратами являются градирни, скрубберы и другие устройства.

Аппараты с внутренним тепловыделением получили такое название потому, что внутри самого аппарата протекает какой-либо технологический процесс с выделением теплоты. Для того чтобы охладить стенки аппарата, применяют теплоноситель (не два, как обычно, а один), забирающий теплоту от стенок и соответственно охлаждающий их. К таким аппаратам относятся ядерные реакторы, электронагреватели и другие устройства.

Влияние загрязнения стенки на передачу теплоты. Поверхности теплообменных аппаратов обычно загрязняются. Например, коэффициент теплопроводности внешних поверхностей труб котлов, загрязненных золой и шлаком, очень мал и составляет 0,1–0,2 Вт/(м·К). При нагревании воды и пара внутренние поверхности труб с течением времени также загрязняются солями, выпадающими в виде накипи. Накипь образует дополнительную стенку с большим термическим сопротивлением. Это ухудшает теплообмен и создает опасность пережога труб.

Контрольные вопросы

1. Виды теплообмена, существующие в природе.
2. Теплопроводность. Основные понятия.
3. Конвективный теплообмен. Основные понятия.
4. Свободное и вынужденное движение жидкости.
5. Теплообмен излучением. Основные понятия.
6. Закон Кирхгофа.
7. Закон Стефана – Больцмана.
8. Теплопередача в теплообменных аппаратах.

4 ПОРШНЕВЫЕ ДВИГАТЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

4.1 Основные понятия и определения

Тепловым двигателем называют машину, служащую для преобразования некоторой части подведенного количества тепла в работу. Это может быть, например, паросиловая установка (ПСУ) или газотурбинная установка (ГТУ), работающая по так называемому замкнутому циклу, где рабочий процесс проводится в ряде специальных устройств, образующих замкнутую систему. В одном из этих устройств, например котле (ПСУ), рабочее тело заимствует некоторое количество тепла от газообразных продуктов сгорания используемого топлива. В другом устройстве – конденсаторе – рабочее тело отдает определенную часть этого тепла жидкости, протекающей через конденсатор. Этого рода установки называют двигателями внешнего горения, хотя с термодинамической точки зрения более важная особенность данного класса двигателей состоит в том, что в них рабочему телу отводится роль посредника, совершающего круговой процесс. Разумеется, в этих условиях температура рабочего тела значительно ниже температуры газообразных продуктов сгорания используемого топлива.

Идея Карно о двигателе, рабочим телом которого были бы сами продукты сгорания используемого топлива, была осуществлена в двигателях внутреннего сгорания. К таким двигателям следует отнести поршневые двигатели внутреннего сгорания (ДВС), газотурбинные установки (ГТУ), работающие по так называемому разомкнутому циклу, воздушно-реактивные двигатели (ВРД), ракетные двигатели и т. д. В них рабочее тело не совершает круговой процесс, оно периодически (ДВС) или непрерывно (лопаточные машины) обменивается. Кроме того, в действительности рабочие тела в той или иной мере удалены от своего идеально-газового состояния, а процессы необратимы.

Исследование идеальных циклов выясняет основные параметры, определяющие экономичность теплового двигателя, дает представление об его максимальной эффективности в данных условиях, о путях его совершенствования.

Известно, что предельно эффективным идеальным циклом теплового двигателя является прямой цикл Карно. Но он не отражает принципиальные особенности рабочего процесса теплового двигателя рациональной конструкции. Действительно, при возможных в современных тепловых двигателях температурах ($T_{\max} = 2000 \text{ К}$, $T_{\min} = 288 \text{ К}$) максимальное давление в цикле Карно превысило бы 2000 бар, а общая степень расширения была бы более 400.

В связи с этим в современных ДВС процесс сгорания организуется таким образом, что его можно моделировать изохорой, изобарой, изохорой и изобарой. Что же касается процесса отвода количеств тепла, условно замыкающего термодинамически разомкнутый идеализированный рабочий процесс двигателей внутреннего сгорания (ДВС, ГТУ), то он полностью определен принципом действия конкретного двигателя.

Таким образом, очевидна необходимость в идеальных циклах тепловых двигателей рациональной конструкции. Разумеется, термический КПД η_t этих циклов будет меньше КПД цикла Карно, который осуществляется между предельными для данного обратимого цикла температурами.

Тепловые двигатели, в которых все рабочие процессы (сгорание топлива, выделение тепла и преобразование его в механическую работу) протекают внутри рабочего цилиндра, относят к двигателям внутреннего сгорания. Рабочим телом этих двигателей является продукт сгорания топлива – газ.

Основными преимуществами двигателей внутреннего сгорания по сравнению с паровыми являются: более высокая экономичность, меньшие вес и габариты, быстрый запуск, отсутствие таких дорогостоящих агрегатов, как котельная и конденсационные установки, пылеприготовление и другие агрегаты, входящие в состав паросиловых установок. Однако, в отличие от паровых двигателей, где может быть использовано любое топливо (в том числе и низкосортное), в двигателях внутреннего сгорания применяют только высокие сорта жидкого или газообразного топлива, не содержащие золу.

На рисунке 4.1 изображена схема двигателя, у которого поршень 2 непосредственно связан с шатуном 6. В головке цилиндра

1 размещены впускной 4 и выпускной 3 клапаны, свеча для зажигания или форсунка для впрыскивания топлива в зависимости от типа двигателя. Возвратно-поступательное движение поршня при помощи кривошипно-шатунного механизма преобразуется во вращательное движение коленчатого вала 5.

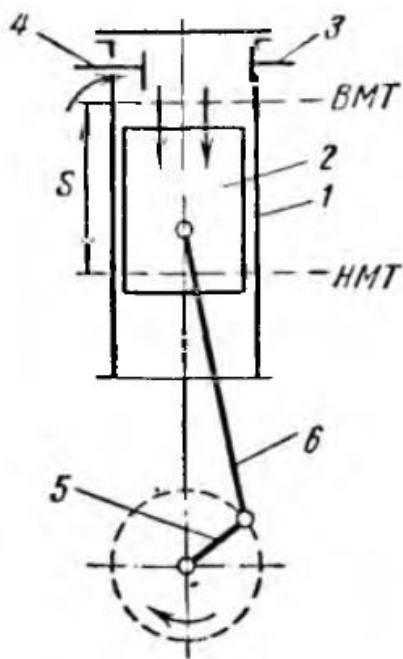


Рисунок 4.1 – Схема двигателя внутреннего сгорания

На рисунке 4.1 отмечены два крайних положения поршня, которые называют мертвыми точками. Верхняя мертвая точка (ВМТ) соответствует крайнему высшему положению поршня, при котором расстояние его от оси вала максимальное. Нижняя мертвая точка (НМТ) соответствует крайнему низшему положению поршня, при котором расстояние его от оси вала минимальное. Для двигателей, цилиндры которых расположены горизонтально, крайние положения поршня соответственно называют левой мертвой точкой (ЛМТ) и правой мертвой точкой (ПМТ). Путь, совершенный поршнем от одной мертвой точки до другой, называют ходом поршня и обозначают буквой s . Перемещение поршня из одного крайнего положения в другое называют тактом.

Объем, преодолеваемый поршнем за один ход, называют рабочим объемом цилиндра и обозначают V_h . Объем, заключенный между головкой цилиндра и поршнем, находящимся в ВМТ,

называют объемом камеры сгорания или камеры сжатия и обозначают V_c . Сумму рабочего объема V_h и объема камеры сгорания V_c называют **полным объемом цилиндра**:

$$V_a = V_h + V_c.$$

Отношение полного объема к объему камеры сгорания называют **степенью сжатия** и обозначают буквой ε :

$$\varepsilon = V_a / V_c. \quad (4.1)$$

Для того чтобы в цилиндре двигателя топливо сгорало наиболее полно, оно должно быть хорошо перемешано с необходимым для сгорания количеством воздуха. При этом следует стремиться к сжиганию топлива при минимальном избытке воздуха. Чем мельче распылено жидкое топливо и чем лучше оно перемешано с воздухом, тем полнее происходит сгорание при меньшем коэффициенте избытка воздуха. А это означает, что при хорошем смешивании в тот же рабочий объем цилиндра можно ввести большее количество топлива и повысить мощность двигателя.

Смесь воздуха с топливом, приготовленную для сжигания ее в двигателе, называют **рабочей смесью**. Существует два способа смешивания: внешнее и внутреннее.

В двигателе с **внешним смешиванием** приготовление свежей смеси производится в смесителе. Готовая для горения смесь подается в цилиндр. Зажигание смеси в цилиндре происходит принудительно от электрической искры. Двигатели с внешним смешиванием работают с низкой степенью сжатия смеси. К ним относятся карбюраторные и газовые двигатели. Карбюраторные двигатели работают на легком жидком топливе. Рабочая смесь образуется в специальном устройстве – карбюраторе. Принцип действия карбюратора основан на распылении топлива струей воздуха, протекающей с большой скоростью.

В двигателе с **внутренним смешиванием** топливо и воздух в рабочий цилиндр подаются раздельно. Внутри цилиндра они смешиваются, образуя рабочую смесь. Двигатели такого рода разделены на два класса: двигатели высокого сжатия с самовоспламенением и двигатели низкого сжатия с принудительным зажиганием.

По способу осуществления цикла двигателя внутреннего сгорания делят на два основных класса: четырехтактные, в которых рабочий цикл совершается за четыре такта (четыре хода поршня за два оборота вала), и двухтактные, в которых рабочий цикл совершается за два такта (два хода поршня за один оборот вала).

4.2 Двигатели с внешним смесеобразованием

Карбюраторные двигатели. Рассмотрим рабочий цикл четырехтактного двигателя.

Первый такт – впуск (всасывание) рабочей смеси в цилиндр (рисунок 4.2, положение I). Поршень 2 перемещается сверху вниз от ВМТ к НМТ, при этом впускной клапан 3 открыт, а выпускной 4 закрыт. При движении поршня вниз в цилиндре 1 создается разрежение и в него всасывается рабочая смесь. В конце хода поршня заполнение цилиндра рабочей смесью заканчивается и впускной клапан закрывается.

Второй такт – сжатие рабочей смеси (см. рисунок 4.2, положение II). Оба клапана закрыты и поршень движется от НМТ к ВМТ. Объем рабочей смеси уменьшается, а ее давление и температура возрастают. В конце второго такта смесь воспламеняется от электрической искры и топливо сгорает с выделением тепла. Температура и давление продуктов сгорания еще более возрастают и с этого момента начинается третий такт.

Третий такт – расширение продуктов сгорания (см. рисунок 4.2, положение III). Поршень движется от ВМТ к НМТ и оба клапана закрыты. Продукты сгорания, расширяясь, давят на поршень и при этом совершают механическую работу, которая через шатун 5 сообщается валу двигателя 6. Поэтому третий такт является рабочим ходом, во время которого давление и температура продуктов сгорания понижаются.

Четвертый такт – выталкивание продуктов сгорания (см. рисунок 4.2, положение IV). В конце третьего такта, когда поршень подходит к НМТ, выпускной клапан открывается и рабочая полость цилиндра сообщается с атмосферой. Так как давление внутри цилиндра выше атмосферного, то основная масса отрабо-

тавшего газа через открытый клапан выбрасывается из цилиндра в атмосферу, т. е. происходит выхлоп.

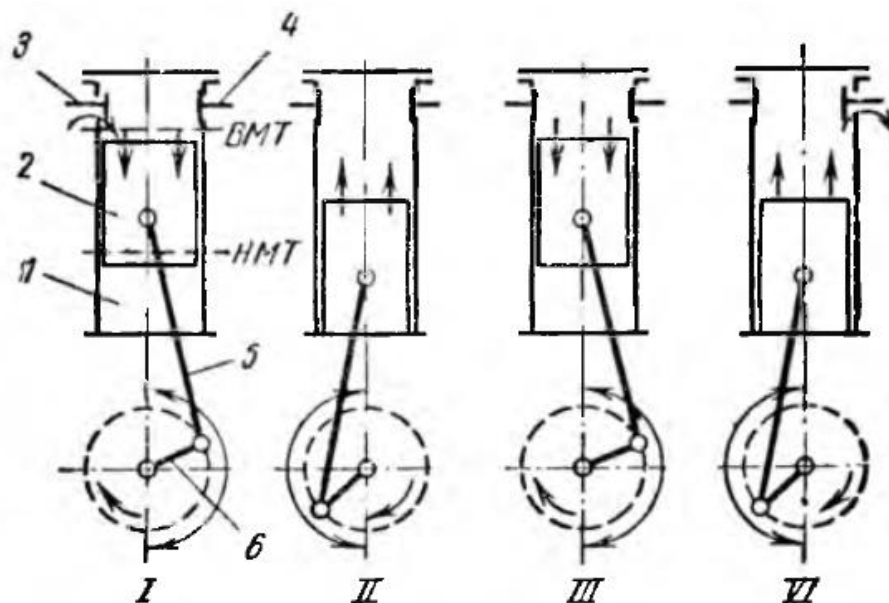


Рисунок 4.2 – Схема работы четырехтактного двигателя

При движении поршня от НМТ до ВМТ оставшиеся продукты сгорания выталкиваются из цилиндра в атмосферу. После этого опять начинается всасывание и цикл повторяется.

Двухтактный двигатель. Рассмотрим рабочий цикл двухтактного двигателя с внешним смесеобразованием (рисунок 4.3). Главные конструктивные особенности, существенно отличающие схему работы двухтактных двигателей от четырехтактных:

- отдельные вспомогательные процессы двухтактного двигателя, например всасывание горючей смеси из карбюратора и предварительное ее сжатие до сравнительно небольшого давления, обеспечивающего подачу смеси в цилиндр двигателя, происходит в картере (вне рабочего объема цилиндра);

- в двухтактных двигателях не применяют сложную систему газораспределения, состоящую из клапанов, пружин, распределительных кулачков, открывающих и закрывающих клапанов. Газораспределение в двухтактных двигателях осуществляется с помощью трех рядов окон, расположенных на боковой поверхности цилиндра. Окна открываются и закрываются телом поршня при его движении вверх и вниз.

Допустим, что в положении I (см. рисунок 4.3) только что произошло воспламенение рабочей смеси.

Первый такт – расширение продуктов сгорания. Осуществляется рабочий ход поршня 1 от ВМТ к НМТ. В стенке цилиндра 2 находятся выхлопные 5 и продувочные 6 окна, которые закрываются или открываются телом поршня при его движении. При подходе поршня к НМТ открываются выхлопные окна, так как они расположены выше продувочных, и отработавший газ из цилиндра через выпускной патрубок в конце первого такта выбрасывается в атмосферу (см. рисунок 4.3, положение II).

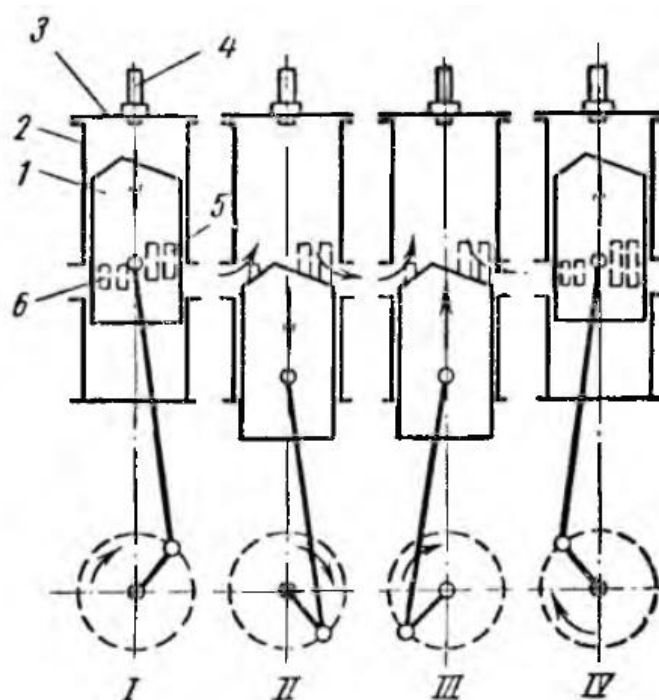


Рисунок 4.3 – Схема работы двухтактного двигателя

После выпуска главной массы отработавшего газа давление в цилиндре понижается и приближается к атмосферному. Поршень, продолжая опускаться вниз, открывает продувочные окна, через которые в цилиндр для продувки подается насосом свежая смесь под давлением несколько выше атмосферного. Поступившая в цилиндр свежая смесь вытесняет из него оставшиеся продукты сгорания через выхлопные окна и заполняет рабочую полость цилиндра.

Второй такт – ход поршня от НМТ к ВМТ. В начале второго такта продолжается и заканчивается процесс продувки и

одновременно происходит процесс заполнения полости цилиндра (см. рисунок 4.3, положение III) свежей рабочей смесью. Поршень, продвигаясь снизу вверх, закрывает продувочные окна, а выхлопные еще остаются открытыми. При дальнейшем продвижении поршня вверх часть рабочей смеси и отработавших газов продолжает удаляться в атмосферу. Когда выхлопные окна окажутся полностью закрытыми поршнем, начнется процесс сжатия (см. рисунок 4.3, положение IV), который заканчивается в ВМТ. В крышке 3 цилиндра установлена запальная свеча 4. Между контактами свечи возникает электрическая искра, которая воспламеняет смесь, и цикл работы повторяется.

Таким образом, в двухтактном двигателе впуск и выпуск не являются самостоятельными тактами. Они входят в основные такты расширения и сжатия. Поэтому весь рабочий цикл двухтактного двигателя совершается за один оборот вала.

Сравнение двухтактных двигателей с четырехтактными. Сопоставляя работу четырехтактных и двухтактных двигателей, можно отметить следующие преимущества двухтактных двигателей.

- При одинаковых числах оборотов вала и равных размерах цилиндров двухтактный двигатель развивает в 1,5–1,7 раза большую мощность. Это объясняется тем, что рабочий цикл в двухтактном двигателе совершается за один оборот вала, а в четырехтактном – за два. При таких условиях следовало бы ожидать, что двухтактный двигатель должен развивать в два раза большую мощность. Однако за счет наличия продувочных и выхлопных окон в цилиндре двухтактного двигателя теряется часть рабочего хода поршня. Кроме того, часть мощности, вырабатываемой двигателем, затрачивается на работу продувочного насоса. Поэтому фактически мощность двухтактного двигателя при прочих равных условиях не может быть в два раза больше четырехтактного.

- Двухтактный двигатель обладает большей равномерностью хода, чем четырехтактный, так как у него рабочий ход совершается за каждый оборот вала, а в четырехтактном – за два оборота.

- Конструкция двухтактного двигателя значительно проще, чем четырехтактного, в связи с отсутствием впускных и выпуск-

ных клапанов, а также распределительного механизма для их закрывания и открывания.

Однако у двухтактных двигателей имеются недостатки.

- Повышенный удельный расход топлива в связи с тем, что при продувке цилиндра часть смеси, а вместе с ней и часть топлива теряется.

- Ограниченная быстроходность. С повышением числа оборотов работа двухтактного двигателя ухудшается, так как очистка цилиндра от продуктов горения и заполнение его свежей смесью происходят в течение лишь $1/3$ оборота вала. В четырехтактных двигателях эти процессы (всасывание и выталкивание) осуществляются за один оборот вала. Поэтому в двухтактных двигателях при большом числе оборотов не успевает произойти хорошая очистка и наполнение цилиндра. Вследствие этого мощность двигателя падает.

Области применения двухтактных и четырехтактных двигателей. Двухтактные двигатели небольшой мощности – это мотоциклетные и подвесные лодочные двигатели. Для таких двигателей главной является не экономичность, а простота конструкции, удешевление стоимости и уменьшение веса.

Двухтактные двигатели большой мощности (дизели) часто применяют на морских судах, тепловозах и подводных лодках. По сравнению с четырехтактными они имеют меньший вес и габариты, что особенно важно для транспортных двигателей.

В зависимости от условий на транспорте находят применение также четырехтактные дизельные двигатели.

Двигатели с внешним смесеобразованием делают, как правило, четырехтактными для экономии топлива.

4.3 Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания

Идеальным циклом силовой установки является цикл Карно, составленный из обратимых термодинамических процессов.

Двигатель, в котором процесс преобразования тепла в работу протекает обратимо, без потерь, называют идеальным. Считают,

что в цилиндре идеального двигателя непрерывно находится рабочее тело, к которому подводится тепло извне без изменения его химического состава, а после совершения им работы от него отводится тепло в холодильник.

В идеальных циклах теплоемкость рабочего тела принимают не зависящей от температуры, что, как известно, не соответствует действительности. Принимают также, что процессы сжатия и расширения происходят без теплообмена между рабочим телом и внешней средой (адиабатно).

Идеальные циклы рассматривают для оценки совершенства тепловых процессов, происходящих в цилиндре действительного двигателя. Изучение идеальных циклов дает ясное представление о путях дальнейшего улучшения работы двигателей и повышения экономичности процессов преобразования тепла в работу.

В настоящее время для двигателей внутреннего сгорания применяют три цикла, отличные от цикла Карно: цикл с подводом тепла при $v = \text{const}$; цикл с подводом тепла при $p = \text{const}$ и цикл со смешанным подводом тепла при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$. Термический КПД этих циклов меньше термического КПД цикла Карно.

Цикл с подводом тепла при $v = \text{const}$. Рассмотрим идеальный цикл двигателя, работающего с подводом тепла при $v = \text{const}$ (рисунок 4.4).

Начальное состояние газа соответствует точке 1. При сжатии газа по адиабате 1-2 его объем уменьшается, а давление и температура повышаются. В точке 2 к газу подводят тепло q_1 по изохоре 2-3, в результате чего при постоянном объеме резко повышаются давление и температура. Газ, расширяясь по адиабате 3-4, совершает работу, а затем по изохоре 4-1 от газа отводят тепло q_2 . Построенная по конечным параметрам газа диаграмма, определяющая зависимость между его объемом в цилиндре и абсолютным давлением, дает возможность оценить работу поршневого двигателя.

Процесс 1-2-3-4 образует замкнутый контур диаграммы, площадь которой определяет величину полезной работы, полученной за один цикл работы идеального двигателя.

Термический КПД этого цикла определяют по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (4.2)$$

где $\varepsilon = V_a/V_c$ – степень сжатия; k – показатель адиабаты.

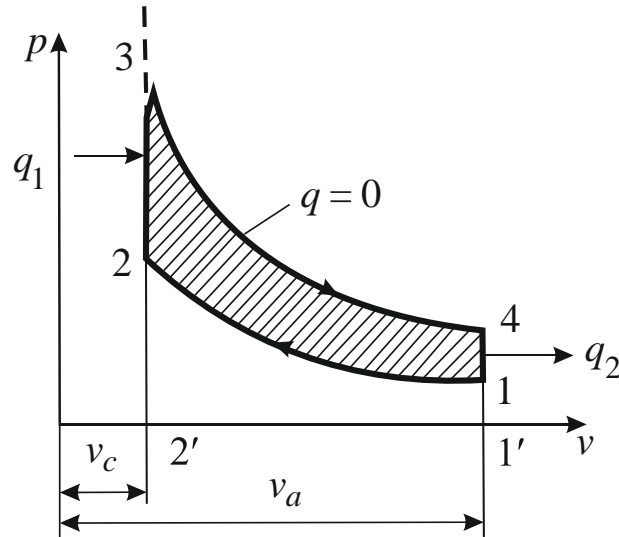


Рисунок 4.4 – Диаграмма идеального цикла двигателя, работающего с подводом тепла при $v = \text{const}$

Если исключить из рассмотрения влияние показателя степени k , изменяющегося в сравнительно узких пределах, то термический КПД зависит только от степени сжатия. С увеличением степени сжатия увеличивается и термический КПД цикла, и полезная работа, развиваемая двигателем, а также снижаются конечные давление и температура отработавших газов. Следовательно, уменьшается неиспользованное тепло q_2 , отданное холодильнику. В результате совершенного кругового цикла двигатель производит работу, которую легко определить по $p-v$ -диаграмме. Полная работа, совершенная за цикл, численно равна площади фигуры 1'-4-3-2'. Работа, затраченная двигателем на сжатие $l_{\text{сж}}$ газа по линии 1-2, численно равна площади фигуры 1-1'-2-2'. Полезная работа $l_{\text{полез}}$ представляет собой разность:

$$l_{\text{полез}} = l_{\text{полн}} - l_{\text{сж}} = \text{площадь фигуры } 1-2-3-4.$$

Цикл с подводом тепла при $p = \text{const}$. Идеальный цикл двигателя, работающего при $p = \text{const}$, состоит из двух адиабат (рисунок 4.5), одной изобары и одной изохоры. Газ от точки 1

к точке 2 сжимается по адиабате с повышением давления и температуры. Подвод тепла q_1 происходит по изобаре 2-3 с повышением температуры. Затем газ расширяется по адиабате 3-4 и совершает работу. И наконец, по изохоре 4-1 происходит отвод тепла q_2 холодильнику.

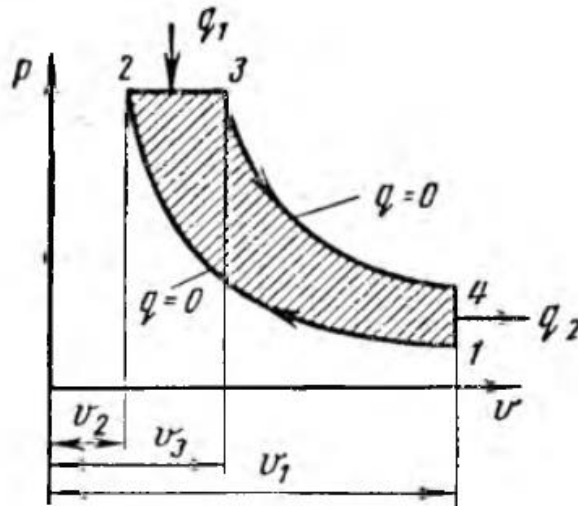


Рисунок 4.5 – Диаграмма идеального цикла двигателя, работающего с подводом тепла при $p = \text{const}$

Термический КПД цикла определяют по формуле

$$\eta_t = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)}, \quad (4.3)$$

где $\varepsilon = v_1/v_2$ – степень сжатия; $\rho = v_3/v_2$ – степень изобарного (предварительного) расширения; k – показатель адиабаты.

Если исключить из рассмотрения влияние показателя адиабаты k по ранее указанным причинам, то из формулы (4.3) видно, что с увеличением ε термический КПД цикла η_t увеличивается, а с увеличением ρ – уменьшается.

Цикл со смешанным подводом тепла при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$. Для повышения экономичности двигателя был введен цикл со смешанным подводом тепла. Он является обобщением двух ранее рассмотренных циклов (при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$). На рисунке 4.6 представлена диаграмма такого цикла.

Газ от точки 1 до точки 2 сжимается по адиабате с повышением давления и температуры. По линии 2-3 подводится часть

тепла q_1' при постоянном объеме. По линии 3-4 подводится остальная часть тепла q_1'' при постоянном давлении. По линии 4-5 газ адиабатно расширяется, а по изохоре 5-1 тепло q_2 отводится в холодильник.

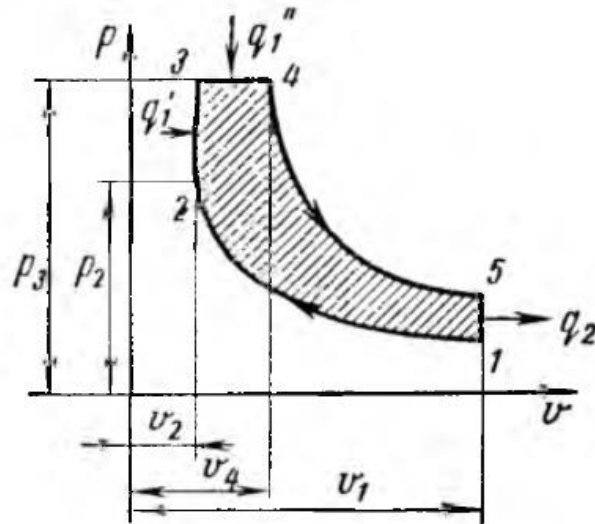


Рисунок 4.6 – Диаграмма идеального цикла двигателя, работающего по смешанному циклу при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$

Цикл со смешанным подводом тепла характеризуют следующие величины:

$$\varepsilon = v_1/v_2 \text{ – степень сжатия;} \quad (4.4)$$

$\rho = v_3/v_2$ – степень изобарного (предварительного) расширения;

$\lambda = p_3/p_2$ – степень увеличения давления на участке подвода тепла;

k – показатель адиабаты.

Термический КПД цикла определяют по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\rho^k \lambda - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}. \quad (4.5)$$

Как видно из формулы (4.5), термический КПД цикла η_t увеличивается с повышением ε и λ и уменьшается с повышением ρ .

Сравнение циклов. Рассмотренные ранее два цикла являются частными случаями цикла со смешанным подводом тепла. Так,

например, при $\rho = 1$ объемы v_2 и v_1 равны между собой, следовательно, цикл со смешанным подводом тепла превращается в цикл с изохорным подводом тепла. При $\lambda = 1$, когда $p_2 = p_3$, цикл является изобарным.

Сравнение идеальных циклов, осуществляемых при разных способах подвода тепла, показывает следующее:

1) при одинаковых степенях сжатия термический КПД цикла с изохорным подводом тепла больше, чем термический КПД цикла с изобарным подводом тепла;

2) при одинаковых наибольших давлениях термический КПД цикла с изобарным подводом тепла больше, чем КПД цикла с изохорным подводом тепла;

3) при одинаковых наибольших температурах КПД цикла с изобарным подводом тепла больше, чем КПД цикла с изохорным подводом тепла.

Цикл со смешанным подводом тепла занимает промежуточное положение между рассмотренными двумя циклами. При оптимальной степени сжатия в смешанном цикле можно получить КПД выше, чем в цикле с изобарным подводом тепла, за счет некоторого повышения максимального давления.

4.4 Циклы действительных двигателей

В отличие от двигателей, работающих по идеальному круговому циклу, в реальных двигателях процессы необратимы, разомкнуты и совершаются реальными газами. Химический состав рабочего тела (смесь воздуха с топливом) изменяется только в одном направлении – горючая смесь переходит в продукты сгорания. Процесс необратим.

При исследовании реальных двигателей правильнее говорить не о циклах с различным подводом тепла, а о двигателях с различной быстротой сгорания топлива. Их делят на три группы: двигатели быстрого сгорания при $v = \text{const}$, двигатели постепенного сгорания при $p = \text{const}$ и двигатели смешанного сгорания при $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$.

Двигатели быстрого сгорания при $v = \text{const}$. Диаграмма работы этого двигателя показана на рисунке 4.7. Она изображена сплошными линиями и вписана в теоретическую диаграмму, обозначенную пунктиром. На рисунке видно, что площадь действительной диаграммы несколько меньше площади теоретической, следовательно, несколько меньшей получается мощность, развиваемая реальным двигателем. Процесс впуска рабочей смеси в цилиндр происходит после выталкивания из него поршнем отработавшего газа. При выталкивании газ испытывает сопротивление в выпускных клапанах и трубопроводах. Поэтому в камере сжатия перед впуском рабочей смеси остается часть отработавшего газа с давлением, несколько выше атмосферного (точка 1 на рисунке 4.7, а).

В период впуска при движении поршня от ВМТ к НМТ (линия 1-2) давление в цилиндре понижается, создается разрежение и в цилиндр засасывается рабочая смесь. Во впускных клапанах и в трубопроводе, так же, как и в выпускных, создаются гидравлические сопротивления (завихрение потока, удары, трение о стенки и т. п.), поэтому процесс впуска по линии 1-2 протекает и заканчивается при давлении, несколько ниже атмосферного (точка 2). Открытие впускного клапана обычно происходит с опережением, т. е. до прихода поршня в ВМТ. Это необходимо для продувки камеры сжатия и лучшего наполнения цилиндра. Закрытие впускного клапана происходит с запаздыванием, т. е. после прихода поршня в НМТ. Это также необходимо для улучшения наполнения цилиндра.

Процесс сжатия (линия 2-3) начинается после впуска рабочей смеси. Действительный процесс сжатия протекает с теплообменом, поэтому линия 2-3 является политропой, а не адиабатой, как в идеальном цикле. Рабочую смесь, состоящую из воздуха и топлива, в цилиндре двигателя можно сжимать лишь до таких давлений, чтобы температура смеси была ниже температуры воспламенения. В противном случае смесь самовоспламеняется до прихода поршня в ВМТ. Преждевременная вспышка снижает мощность двигателя, изнашивает его и даже может привести к поломке. Увеличение степени сжатия приводит также к детонации. Смеси,

у которых коэффициент избытка воздуха чрезмерно велик, называют бедными.

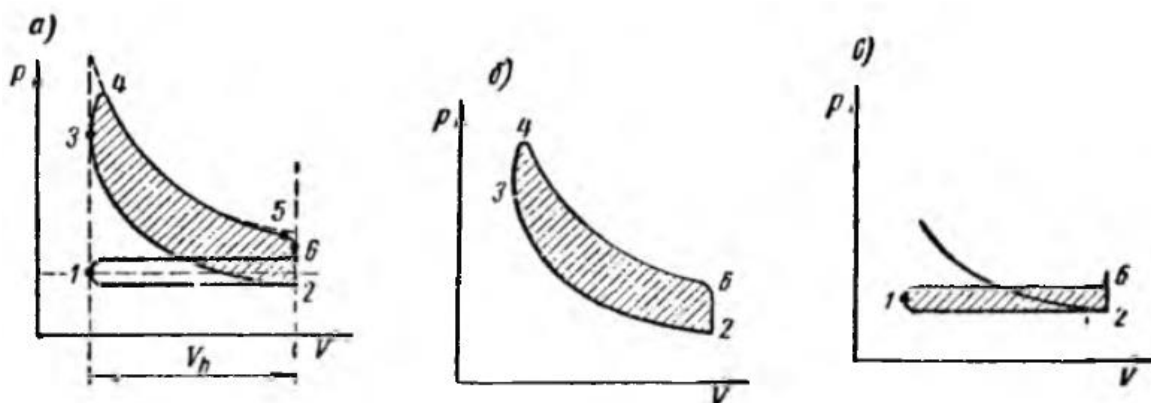


Рисунок 4.7 – Индикаторная диаграмма работы реального двигателя быстрого сгорания при $v = \text{const}$: *a* – полная работа; *б* – действительная индикаторная работа; *в* – насосная работа

Детонацией называют случай горения газовой смеси, когда она воспламеняется одновременно в различных точках всего объема. Сгорание приобретает характер взрыва, что приводит к снижению мощности двигателя, его перегреву и перерасходу топлива. Возникновение детонации зависит от сорта сгораемого в цилиндре топлива. Поэтому каждое топливо допускает предельную степень сжатия, при которой еще не возникает детонация. В таблице 4.1 приведены предельные значения степени сжатия в двигателях с внешним смесеобразованием в зависимости от применяемого топлива.

Таблица 4.1 – Предельные значения степени сжатия в двигателях с внешним смесеобразованием

Двигатели	ϵ	Двигатели	ϵ
Керосиновые	4,0 – 4,5	Бензиновые авиационные	7,0 – 8,5
Бензиновые автомобильные	5,0 – 5,5	Газовые	7,0 – 9,5

Процесс сгорания (линия 3-4 на рисунке 4.7) в реальном цикле происходит с отклонением от идеального. В действительном двигателе подвод тепла извне заменяется сгоранием топлива, ко-

торое протекает во времени и, следовательно, с некоторым изменением объема камеры сгорания двигателя. Поэтому подачу искры производят с опережением, т. е. до прихода поршня в ВМТ. Это позволяет получить максимальное давление на поршень сразу же за ВМТ и тем самым приблизить процесс сгорания к изохорному.

Процесс расширения (линия 4-5) является, как известно, рабочим ходом поршня, во время которого двигатель совершает работу. При этом давление и температура продуктов сгорания падают, а объем увеличивается.

Процесс выхлопа отработавшего газа производится также с опережением. Поэтому линия 5-6 не является изохорой. Открытие выпускных клапанов с опережением позволяет основной массе отработавшего газа выйти из цилиндра до прихода поршня в НМТ. После выхлопа давление в цилиндре остается несколько выше атмосферного. Если бы давление газа в цилиндре оставалось намного выше атмосферного, то при обратном движении поршня (при выталкивании остаточного газа) значительно возросло бы сопротивление. При этом часть работы пришлось бы затратить на преодоление сопротивления.

Однако подбирать опережение выпуска нужно таким образом, чтобы значительно не сократить рабочий ход поршня и этим не снизить полезную работу, производимую двигателем при расширении.

Процесс выталкивания (линия 6-1) производится при давлении немного выше атмосферного. Для лучшей очистки цилиндра от остаточных газов закрытие выпускного клапана осуществляется с некоторым запаздыванием.

Полная работа $l_{\text{полн}}$, совершенная четырехтактным двигателем за цикл, определяется площадью индикаторной диаграммы 1-2-6-4-3-2-1. Она представляет собой сумму двух площадей: положительной 2-3-4-6-2 (см. рисунок 4.7, б), соответствующей полезной (действительной индикаторной) работе двигателя за такты сжатия и расширения, и отрицательной 1-2-6-1 (см. рисунок 4.7, в), соответствующей насосной работе.

Насосной называют работу, затраченную на осуществление ходов впуска и выпуска. Эту работу еще называют насосными

потерями, так как впуск и выпуск являются вспомогательными процессами. Насосные потери обычно относят к механическим потерям двигателя.

Двигатели постепенного сгорания при $p = \text{const}$. Все рабочие процессы в двигателях, работающих при $p = \text{const}$, протекают так же, как и в двигателях, работающих при $v = \text{const}$. Только при медленном сгорании топлива цилиндр заполняется не рабочей смесью, а чистым воздухом из атмосферы (рисунок 4.8, линия 1-2).

В цилиндре воздух сжимается поршнем по линии 2-3 до давлений, при которых его температура в конце сжатия может обеспечить надежное самовоспламенение введенного в цилиндр жидкого топлива. Топливо, попадая в сжатый раскаленный воздух, воспламеняется и сгорает (линия 3-4) с выделением тепла. Это тепло затрачивается не только на увеличение внутренней энергии, но и на совершение внешней механической работы.

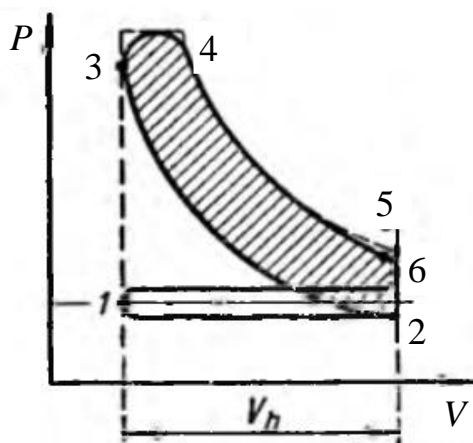


Рисунок 4.8 – Действительная индикаторная диаграмма двигателя постепенного сгорания при $p = \text{const}$

Топливо в цилиндр двигателя подается не все сразу, а постепенно. Часть топлива впрыскивается в цилиндр до прихода поршня в ВМТ. От начала впрыскивания до воспламенения топлива происходит некоторая задержка, во время которой топливо в цилиндре хорошо перемешивается с воздухом. Вблизи ВМТ топливо воспламеняется и горит. Давление в цилиндре повышается. В цилиндр продолжают впрыскивать топливо, частицы которого сгорают сразу же после выхода их из форсунки. После прекра-

щения подачи топлива сгорание заканчивается в точке 4 и начинается процесс расширения. Такие двигатели носят название двигателей постепенного сгорания. Современные двигатели постепенного сгорания работают со степенью сжатия ϵ от 13 до 16,8.

В двигателях постепенного сгорания для распыления топлива, подаваемого в цилиндр, используют воздух, сжатый в компрессоре до давления, в 1,5–2 раза превышающего давление сжатия в цилиндре. Такие двигатели называют также компрессорными. Наиболее ответственной, дорогой и громоздкой частью компрессорных двигателей является компрессор. В настоящее время эти двигатели заменены бескомпрессорными двигателями со смешанным сгоранием топлива.

Двигатели со смешанным сгоранием. Двигатели с внутренним смесеобразованием, работающие по циклу смешанного сгорания топлива (сначала при $v = \text{const}$, затем при $p = \text{const}$), носят название бескомпрессорных двигателей. Они отличаются от компрессорных способом распыления топлива. В бескомпрессорном двигателе топливо сжимается насосом до давления 100–400 атм и проталкивается в цилиндр через мелкие отверстия в распылителе форсунки. Такое распыление топлива называют механическим в отличие от воздушного. В настоящее время большинство двигателей с внутренним смесеобразованием работает по смешанному циклу. На рисунке 4.9 изображена индикаторная диаграмма двигателя со смешанным сгоранием.

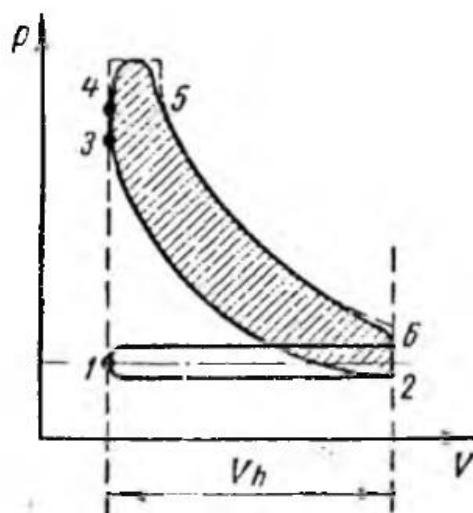


Рисунок 4.9 – Действительная индикаторная диаграмма двигателя, работающего по смешанному циклу

Подача топлива в камеру сгорания производится таким образом, чтобы одна часть его сгорала при постоянном объеме по линии 3-4, а другая часть – при постоянном давлении по линии 4-5.

4.5 Мощность и КПД двигателей

Среднеиндикаторное давление. Средним индикаторным давлением p_i называют некоторое условное постоянное давление продуктов сгорания, действующее на поршень в течение хода расширения, во время которого совершается работа, равная индикаторной работе l_i . Индикаторная работа l_i , выраженная через среднее индикаторное давление, может быть подсчитана по формуле

$$l_i = p_i V_h,$$

где $V_h = FS$; F – площадь поршня; S – ход поршня.

По величине среднего индикаторного давления судят о степени эффективности рабочего процесса, т. е. о развиваемой двигателем индикаторной работе. Чем выше величина p_i , тем больше индикаторная работа l_i и выше степень использования рабочего объема V_h цилиндра. Величина среднего индикаторного давления зависит от применяемого цикла, от коэффициента избытка воздуха, степени сжатия и т. д. В таблице 4.2 приведены значения среднего индикаторного давления для некоторых типов двигателей.

Таблица 4.2 – Среднее индикаторное давление для некоторых типов двигателей

Двигатели	p_i	Двигатели	p_i
Калоризаторные	24,0–44,1	Стационарные компрессорные и бескомпрессорные (тихоходные)	58,8–71,6
Газовые	39,2–68,6		
Бензиновые автомобильные	58,8–98,0		

Как видно из таблицы, наибольшее среднее индикаторное давление достигается в авиационных бензиновых двигателях. Это

объясняется возможностью осуществления рабочего процесса с минимальным коэффициентом избытка воздуха ($\alpha = 0,85-0,95$). Двигатели с самовоспламенением работают при более высоком коэффициенте избытка воздуха ($\alpha = 2,0-2,2$). Поэтому степень использования рабочего объема цилиндра в двигателях с самовоспламенением ниже, чем в карбюраторных.

Мощность двигателя. Индикаторной мощностью N_i называют секундную работу, развиваемую газом внутри цилиндра за один полный цикл, совершенный двигателем.

Для четырехтактного двигателя, у которого вал совершает n оборотов в минуту, число циклов в минуту равно $n/2$, а для двухтактного двигателя – n . Число циклов в минуту для двигателя с любым числом тактов можно обозначить $2n/\tau$, где τ – число тактов.

Мощность (кВт), развиваемая в каждом цилиндре двигателя, может быть подсчитана по формуле

$$N_i^{\text{ц}} = \frac{p_i V_h 2n}{6 \cdot 10^4 \tau} = \frac{p_i V_h n}{3 \cdot 10^4 \tau}, \quad (4.6)$$

где $p_i V_h$ – индикаторная работа двигателя, Дж.

Индикаторная мощность (кВт) многоцилиндрового двигателя простого действия выражается как

$$N_i = \frac{p_i V_h n z}{3 \cdot 10^4 \tau}, \quad (4.7)$$

где z – число цилиндров двигателя.

Часть индикаторной мощности затрачивается на преодоление трения, возникающего между поршнем и стенками цилиндра, в коренных и шатунных подшипниках, в механизмах распределения, в топливных, масляных, водяных и продувочных насосах.

Поэтому полезная мощность, полученная на валу двигателя, называемая эффективной мощностью N_e , меньше индикаторной на величину мощности $N_{\text{тр}}$, затраченной на преодоление трения:

$$N_e = N_i - N_{\text{тр}}. \quad (4.8)$$

Коэффициент полезного действия двигателя. До сих пор рассмотренные рабочие процессы оценивались величиной их

термического КПД η_i . Однако для практической оценки двигателя нужно знать индикаторный и эффективный КПД.

Индикаторный КПД η_i оценивает степень использования тепла топлива в цилиндре двигателя. Он представляет собой отношение тепла, превращенного в индикаторную работу, ко всему затраченному теплу топлива:

$$\eta_i = \frac{N_i}{BQ_H^p}, \quad (4.9)$$

где N_e – индикаторная мощность двигателя, кВт; B – средний расход топлива, кг/с или м³/с; Q_H^p – низшая теплотворность рабочего топлива, кДж/кг или кДж/м³.

Высокое значение η_i является показателем высокого качества рабочего процесса в цилиндре двигателя.

Эффективный КПД η_e оценивает степень использования тепла, превращенного в эффективную работу:

$$\eta_e = \frac{N_e}{BQ_H^p}, \quad (4.10)$$

где N_e – эффективная мощность.

Эффективный и индикаторный КПД связаны между собой соотношением

$$\eta_e = \eta_i \eta_m,$$

где η_m – механический КПД, учитывающий механические потери. Он определяется отношением эффективной мощности к индикаторной:

$$\eta_m = N_e / N_i. \quad (4.11)$$

Коэффициенты полезного действия некоторых двигателей приведены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 – Значения КПД двигателей

Двигатели	η_i	η_m	η_e
Калоризаторные	0,20 – 0,30	0,75 – 0,8	0,16 – 0,20
Автотракторные	0,22 – 0,28	0,80 – 0,90	0,18 – 0,24

Двигатели	η_i	η_M	η_e
Стационарные бескомпрессорные (тихоходные)	0,38 – 0,52	0,78 – 0,83	0,30 – 0,30
Быстроходные	0,35 – 0,43	0,75 – 0,84	0,3 – 0,42

4.6 Тепловой баланс двигателя

В идеальном двигателе тепловой баланс представляет собой простую схему. Из всей располагаемой теплоты одна ее часть идет на совершение полезной работы, а вторая отводится в холодильник в соответствии со вторым законом термодинамики. В реальном двигателе располагаемое тепло расходуется не только на совершение полезной работы и на потерю тепла с уходящим отработавшим газом, но и на другие потери, которые непрерывно происходят в процессе работы двигателя.

Тепловой баланс (кДж/кг или кДж/м³), составленный для 1 кг жидкого или для 1 м³ газообразного топлива, может быть представлен в виде

$$Q_H^p = Q_e + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{газ}} + Q_{\text{ост}},$$

где Q_H^p – низшая теплота сгорания рабочего топлива; Q_e – теплота, эквивалентная эффективной работе двигателя; $Q_{\text{охл}}$ – тепло, уносимое с водой или воздухом, охлаждающими двигатель во время его работы; $Q_{\text{газ}}$ – тепло, уносимое отработавшим газом; $Q_{\text{ост}}$ – остаточные потери тепла, куда входят потери от неполноты сгорания, через изоляцию и другие трудно учитываемые потери.

Тепловой баланс двигателя выражают также в процентах:

$$q_e + q_{\text{охл}} + q_{\text{газ}} + q_{\text{ост}} = 100 \text{ \%}.$$

Распределение теплоты между составляющими теплового баланса различно для разных двигателей и зависит от конструктивных и эксплуатационных факторов. Отдельные члены уравнения теплового баланса имеют примерно такие значения:

$$q_e = 40\text{--}18 \text{ \%}; \quad q_{\text{охл}} = 35\text{--}15 \text{ \%}; \quad q_{\text{газ}} = 50\text{--}25 \text{ \%}; \quad q_{\text{ост}} = 5\text{--}12 \text{ \%}.$$

Видно, что значительная часть тепла (до 70 %) теряется с отработавшим газом и водой (или воздухом), охлаждающей двигатель. Если в какой-то мере использовать это тепло, то экономичность двигателя будет значительно увеличена. В стационарных силовых установках с двигателями внутреннего сгорания, так же как и в паросиловых установках, используют тепло охлаждающей воды и отработавшего газа для горячего водоснабжения.

Контрольные вопросы

1. Что относят к двигателям внутреннего сгорания?
2. Что является рабочим телом двигателей внутреннего сгорания?
3. Что является рабочим объемом цилиндра?
4. Какой объем называют объемом камеры сгорания или камерой сжатия?
5. Чему равен полный объем цилиндра?
6. На какие основные классы делят двигатели внутреннего сгорания по способу осуществления цикла?
7. Опишите рабочий цикл двухтактного двигателя.
8. Опишите рабочий цикл четырехтактного двигателя.
9. Опишите работу двигателя при $v = \text{const}$ и представьте диаграмму работы этого двигателя.
10. Опишите работу двигателя при $p = \text{const}$ и представьте диаграмму работы этого двигателя.
11. Как определяется мощность двигателя?
12. Как определяется КПД двигателя?

5 ПАРОВЫЕ ТУРБИНЫ И ГАЗОТУРБИННЫЕ УСТАНОВКИ

5.1 Устройство паровой турбины

Паровая турбина – двигатель, в котором энергия пара преобразуется в механическую работу посредством двух процессов:

- 1) преобразования потенциальной энергии пара в кинетическую;
- 2) преобразования полученной кинетической энергии в механическую работу турбины.

Проточная часть турбины состоит из сопла 1 и диска 3, насаженного на вал турбины 4 (рисунок 5.1). По окружности диска закреплены рабочие лопатки 2, которые образуют каналы.

Первый процесс протекает в сопловом аппарате, куда поступает пар высокого давления. В соплах пар расширяется, его давление падает и соответственно увеличивается скорость, т. е. внутренняя энергия пара в сопловом аппарате преобразуется в кинетическую.

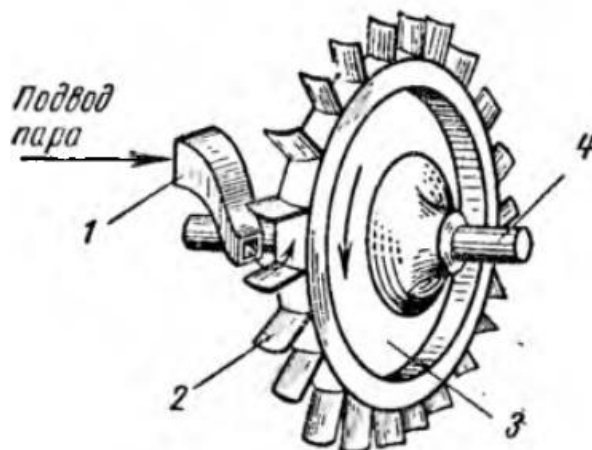


Рисунок 5.1 – Сопло и рабочее колесо паровой турбины

Второй процесс протекает в каналах, образованных рабочими лопатками, где кинетическая энергия пара преобразуется в механическую работу вращения диска и связанного с ним вала турбины.

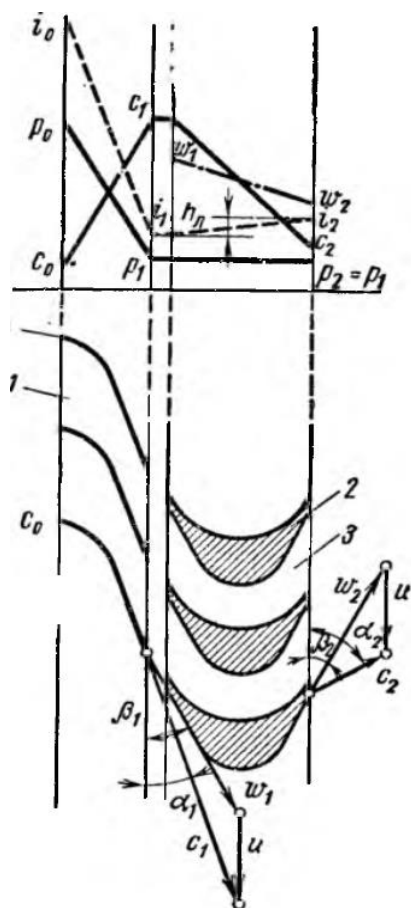


Рисунок 5.2 – Схема действия пара на рабочие лопатки турбины

На рисунке 5.1 сопловой аппарат 1 показан в виде одного сопла. В турбинах средней и большой мощности сопловой аппарат представляет собой сопловую решетку, состоящую из неподвижных лопаток 4 (рисунок 5.2), каждая пара которых образует сопловой канал 1. На рисунке 5.2 показана также решетка рабочих лопаток 2, где каждая их пара образует между собой криволинейный канал 3.

Сопловой аппарат с одним диском, на котором укреплены рабочие лопатки, составляет ступень турбины. Турбину, состоящую из одной ступени, называют одноступенчатой. Одноступенчатые турбины работают с большим числом оборотов (20000–50000 об/мин). Обычно их применяют как вспомогательные устройства.

В качестве двигателя, преобразующего энергию пара в механическую работу, применяют турбины, состоящие из нескольких ступеней. Их называют многоступенчатыми. Многоступенчатые паровые турбины обладают большими мощностями – 50, 100, 200 тыс. кВт при 3000 об/мин. В настоящее время созданы турбины мощностью 300, 500 тыс. кВт и проектируются турбины мощностью 800 тыс. кВт и 1 млн кВт.

Современная турбина – это сложный, высокоэкономичный, быстроходный двигатель. Сегодня многоступенчатая паровая турбина является основным двигателем на всех тепловых электрических станциях.

5.2 Рабочий процесс в паровой турбине

В ступени турбины пар проходит по системе неподвижных и вращающихся каналов. Поэтому в зависимости от вида движения различают три скорости пара: c – абсолютная скорость движения пара; u – скорость переносного движения, равная окружной скорости диска турбины; w – относительная скорость, т. е. скорость движения пара относительно движущейся лопатки.

Параметры пара (скорость, давление, температуру перед соплом, перед рабочими лопатками и за рабочими лопатками) отмечают индексами соответственно 0, 1, 2 ($c_0, p_0, t_0, c_1, p_1, t_1, c_2, p_2, t_3$). Рассмотрим адиабатный процесс течения пара в ступени турбины. При течении пара в сопловом аппарате энергия пара преобразуется в кинетическую. Приращение кинетической энергии (Дж/кг) пара при выходе из сопла определяется равенством

$$i_0 - i_{1T} = c_{1T}^2/2 - c_0^2/2,$$

где c_{1T} – теоретическая скорость на выходе из сопла.

Если принять, что перед соплами скорость $c_0 = 0$, получим

$$c_{1T}^2/2 = i_0 - i_{1T} = h_{1T},$$

где h_{1T} – теоретический теплоперепад, соответствующий величине c_{1T} .

В действительном процессе истечения часть кинетической энергии в результате потерь на трение переходит в тепло, так что истинная скорость c_1 меньше теоретической.

Коэффициент, учитывающий потерю скорости, называют коэффициентом скорости и обозначают буквой φ . В современных турбинах значения коэффициента скорости составляют 0,93–0,98. Действительную скорость истечения можно определить по формуле

$$c_1 = \varphi c_{1T}.$$

Пар из сопла с давлением p_1 попадает в каналы решетки рабочих лопаток. В зависимости от воздействия пара на рабочие лопатки различают турбины активного и реактивного действия.

Активная турбина. В каналах решетки рабочих лопаток активной турбины происходит поворот струи пара. Изменение количества движения потока пара преобразуется в активную силу, действующую на рабочие лопатки и вращающую диск и вал турбины. Турбину, в рабочих каналах которой действует активная сила, называют активной турбиной. Давление пара в каналах рабочих лопаток активной турбины не изменяется и остается равным давлению пара на выходе из сопла, т. е. $p_1 = p_2$ (см. рисунок 5.2, сверху).

Поскольку усилие на вал турбины передается только при повороте струи пара, рабочая лопатка должна иметь сильно изогнутый симметричный активный профиль. Пар из сопла направляется касательно к входной кромке изогнутой лопатки. Величину и направление скоростей пара перед рабочим колесом и за ним можно определить, построив входные и выходные треугольники скоростей (см. рисунок 5.2). В частности, вектор относительной скорости определяется геометрической разностью

$$w_1 = c_1 - u.$$

Направление относительной скорости пара w_1 составляет с плоскостью диска турбины угол β_1 , который называют углом входа. Направление вектора c_1 определяется углом α_1 между осью сопла и плоскостью диска.

Теоретическая относительная скорость на выходе из рабочего колеса определяется так же, как и на выходе из сопла:

$$\left(w_{2T}^2 - w_1^2 \right) / 2 = i_1 - i_{2T} = h_{2T}.$$

На практике вследствие потерь в лопаточном канале достигаемая на выходе относительная скорость пара меньше, чем w_{2T} , а i_2 выше, чем i_{2T} (см. рисунок 5.2, сверху). Эти потери учитываются коэффициентом скорости φ :

$$w_2 = \varphi w_{2T}.$$

Относительная скорость w_2 выхода пара направлена по касательной к выходной кромке лопатки под углом β_2 к плоскости диска. Угол β_2 , называемый углом выхода, обычно принимают равным углу β_1 .

На рисунке 5.3 изображена схема активной однодисковой турбины, а также график изменения скорости и давления пара. Пар поступает в сопло 4 с давлением p_0 и скоростью c_0 . Из сопла пар с параметрами p_1 и c_1 попадает в каналы рабочих лопаток 3, где давление пара остается постоянным ($p_1 = p_2$), а скорость падает от c_1 до c_2 , т. е. кинетическая энергия пара преобразуется в механическую работу вращения диска 2 и связанного с ним вала 1 турбины.

Реактивная турбина. На рисунке 5.4 показана схема реактивной ступени турбины. Сопловой аппарат представляет собой суживающиеся каналы 2, образованные каждой парой неподвижных лопаток 1.

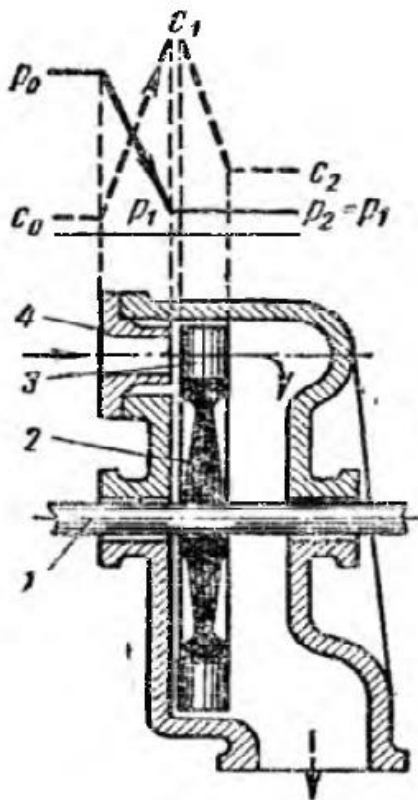


Рисунок 5.3 – Схема однодисковой активной турбины

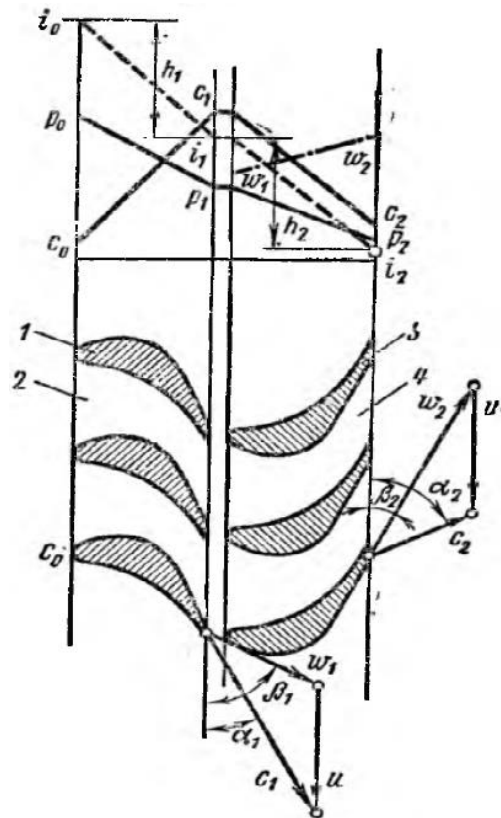


Рисунок 5.4 – Схема реактивного действия пара на рабочие лопатки турбины

В сопловом аппарате происходит частичное расширение пара от начального давления p_0 до промежуточного давления p_1 ($p_0 > p_1$). При этом в суживающихся соплах только часть внутренней энергии преобразуется в кинетическую. Профиль лопаток

рабочего колеса реактивной ступени отличается от профиля лопаток активной ступени. Лопатки 3 реактивной ступени менее изогнуты и образуют суживающиеся каналы 4. Вследствие этого пар, вступая в них с абсолютной скоростью c_1 и относительной w_1 , продолжает расширяться. При этом его давление падает от p_1 до p_2 , вследствие чего возрастает относительная скорость пара от значений w_1 до w_2 (см. диаграмму на рисунке 5.4, сверху).

Усилия, вращающие диск и вал турбины, обусловлены реактивным действием движущегося канала рабочих лопаток, в котором происходит дальнейшее расширение пара от давления p_1 до p_2 . Падение давления сопровождается ускорением пара по отношению к рабочим лопаткам. При этом возникает сила отталкивания – реактивная сила. Реактивная сила направлена против скорости вытекающей струи.

Рассмотрим процесс в реактивной турбине на is -диаграмме (рисунок 5.5). Пусть пар расширяется по адиабате 0-2 от давления p_0 до давления p_2 , используя при этом весь теплоперепад $h_0 = i_0 - i_2$.

Часть теплоперепада, затраченную на расширение пара в соплах от давления p_0 до p_1 , обозначим h_{1T} , а часть, затраченную на расширение пара на рабочих лопатках от давления p_1 до p_2 , – через h_{2T} . Очевидно, что $h_{1T} + h_{2T} = h_0$.

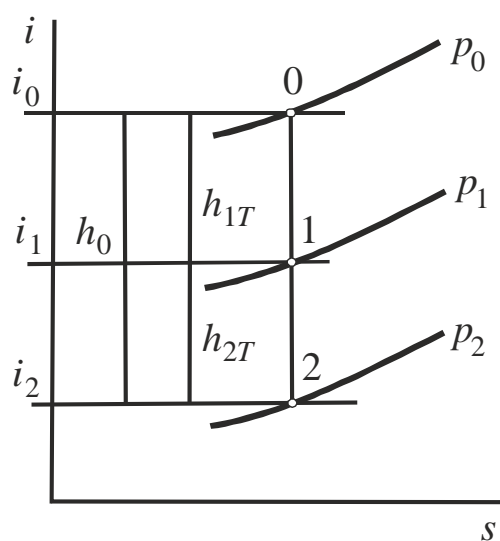


Рисунок 5.5 – Is -диаграмма реактивной турбины

На рабочей лопатке реактивной турбины, кроме реактивной работы, имеет место также активная работа, вызванная поворотом струи пара.

Характеристикой реактивной ступени является степень реакции, которая определяется как отношение теплоперепада на лопатках рабочего колеса к теплоперепаду всей ступени (см. рисунок 5.5):

$$\rho = h_{2T} / (h_{1T} + h_{2T}) = h_{2T} / h_0. \quad (5.1)$$

На практике активными считают турбины со степенью реакции $\rho = 0,14-0,15$. Так как пар расширяется на рабочих лопатках, то возникает разность между давлениями пара до рабочей лопатки и после нее. При этом соответственно возникает разность давлений с обеих сторон диска турбины. Таким образом, всегда существует значительное добавочное усилие на всю боковую поверхность турбинного диска. Это усилие стремится сдвинуть диски турбины вместе с валом вдоль его оси в направлении входа пара на лопатки. Такие турбины часто называют турбинами избыточного давления.

Работа и относительный КПД ступени турбины. При выходе из сопла пар с абсолютной скоростью c_1 поступает в каналы рабочих лопаток. Поскольку рабочая лопатка изогнута, то струя пара, поступая на нее, изменяет свое направление. При этом создается окружное усилие, вращающее диск турбины.

Рассмотрим величину окружного усилия на рабочих лопатках турбины. Обозначим массовый секундный расход пара в одной ступени m (кг/с). Тогда количество движения, которым обладает пар, входящий в каналы рабочих лопаток за 1 с, будет равно mc_1 , а которым обладает пар, выходящий из лопаток, — mc_2 .

Так как импульс силы P за 1 с равен средней величине самой силы, то для рассматриваемого случая закон изменения количества движения можно выразить в виде векторного уравнения

$$P = m (c_1 - c_2). \quad (5.2)$$

Определим окружное усилие P , созданное 1 кг пара, поступившим за 1 с на рабочие лопатки. Для этого из треугольников скоростей (см. рисунок 5.2) найдем сумму проекций скоростей c_1

и c_2 на направление движения лопаток (совпадающее с направлением окружной скорости):

$$P = c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2. \quad (5.3)$$

Работа (Дж), произведенная 1 кг пара за 1 с на рабочей лопатке, вращающейся с окружной скоростью u , определится равенством

$$l = Pu. \quad (5.4)$$

Подставив в формулу (5.5) значение P из формулы (5.3), найдем значение секундной работы

$$l = u(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2). \quad (5.5)$$

Секундная работа пара может быть также выражена через относительные скорости струи пара. Для этого следует воспользоваться соотношениями, вытекающими из треугольников скоростей (см. рисунок 5.2):

$$c_1 \cos \alpha_1 = w_1 \cos \beta_1 + u; \quad (5.6)$$

$$c_2 \cos \alpha_2 = w_2 \cos \beta_2 - u. \quad (5.7)$$

Подставив в равенство (5.5) выражения (5.6) и (5.7), получим

$$l = u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2). \quad (5.8)$$

Эта же секундная работа пара на лопатках ступени может быть представлена в виде разности кинетических энергий (Дж/кг):

$$l = c_1^2 / 2 - c_2^2 / 2, \quad (5.9)$$

где $c_1^2 / 2$ – кинетическая энергия, которой обладает единица массы пара при входе на рабочие лопатки; $c_2^2 / 2$ – неиспользованная в данной ступени кинетическая энергия отработавшего пара при выходе с рабочей лопатки, называемая выходной потерей.

В реальной турбине не все тепло, поступившее на рабочие лопатки, преобразуется в работу. Часть его неизбежно теряется на трение пара о стенки сопел и лопаток, завихрения и потери с выходной скоростью c_2 . Степень совершенства рабочего процесса в действительной турбине характеризуется относительным КПД, который определяется отношением секундной работы l , произведенной 1 кг пара, к располагаемому теплоперепаду h_0 :

$$\eta_0 = l/h_0. \quad (5.10)$$

Чем больше относительный КПД η_0 , тем совершеннее работа турбины. Значение относительного КПД η_0 для активной ступени определяется формулой Банки:

$$\eta_0 = 2\varphi^2(1+\psi) \left(\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right) \frac{u}{c_1}. \quad (5.11)$$

Поскольку коэффициенты скорости φ и ψ , а также угол входа α_1 для данной турбины имеют постоянное значение, то из формулы (5.11) следует, что относительный КПД является функцией только отношения окружной скорости u к абсолютной c_1 , т. е.

$$\eta_0 = f(u/c_1).$$

В идеальном случае, когда $\varphi = \psi = 1$ в активной турбине при $\alpha_1 = 0$ и при условии, что весь располагаемый теплоперепад h_0 превращается в работу, т. е. $\eta_0 = 1$, отношение

$$u/c_1 = l/2.$$

В этом случае окружная скорость лопаток рабочего колеса равна половине абсолютной скорости c_1 входа пара в каналы рабочих лопаток, т. е. $u = 0,5 c_1$.

График зависимости КПД от u/c_1 для этого случая представлен на рисунке 5.6 пунктирной линией. В действительности зависимость КПД от угла α_1 имеет экстремальный характер и величина КПД достигает максимума при значениях входного угла в пределах 12–15 градусов. Сплошными линиями на рисунке 5.6 показана зависимость η_0 от u/c_1 для трех значений углов α_1 при $\varphi = 0,95$ и $\psi = 0,9$.

Из графиков следует, что в реальном случае величина КПД имеет максимум при $u/c_1 = 0,4–0,5$. Это означает, что для получения высоких значений η_0 необходимо иметь большие окружные скорости u . Так, например, если $c_1 = 1200$ м/с, то окружная скорость лопаток $u \approx 500$ м/с, что соответствует весьма высокому числу оборотов вала в минуту. Если принять, что диаметр по

лопаткам равен 1 м, то число оборотов вала в минуту турбины при $u = 500$ м/с составит

$$n = 60u/(\pi D) = (60 \cdot 500)/(3,14 \cdot 1) = 9550 \text{ об/мин.}$$

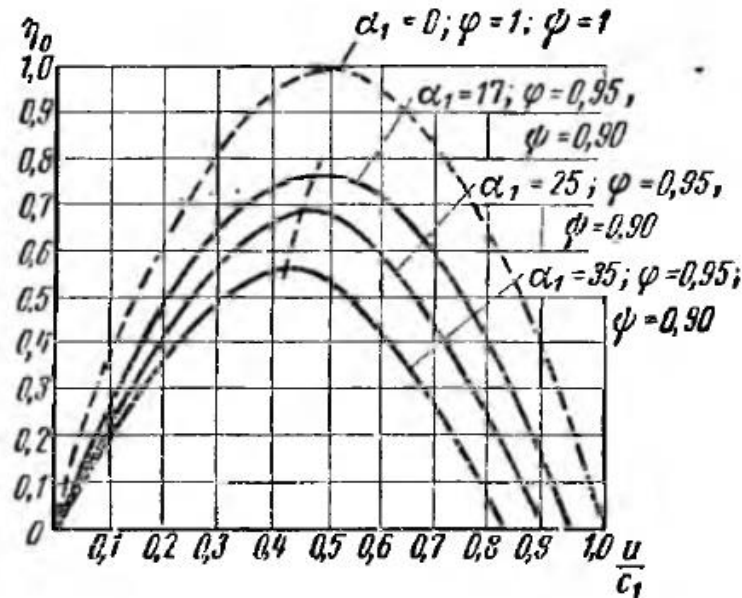


Рисунок 5.6 – Зависимость η_0 от отношения u/c_1 для разных углов α_1

Такое число оборотов нельзя использовать для непосредственного соединения вала турбины с валом генератора электрической энергии, скорость вращения которого обычно не превышает 3000 об/мин. Поэтому возникла необходимость в понижении числа оборотов вала турбин, т. е. необходимость создания турбин, работающих при более низких окружных скоростях. Такие турбины были созданы на основе применения ступеней скорости и ступеней давления.

5.3 Турбины со ступенями скорости и давления

До тех пор пока котельные агрегаты производили пар невысоких параметров, весь тепловой перепад использовался в одноступенчатой турбине. С усовершенствованием котельных агрегатов повысились параметры пара. Повышение давления и температуры пара привело к росту его энтальпии и соответственно к увеличению абсолютной скорости c_1 , а следовательно, к еще

большому повышению окружной скорости *и* рабочих лопаток и дисков турбин.

Однако по условиям прочности материала окружная скорость *и* не должна превышать 300–400 м/с, так как при больших скоростях возникающие центробежные силы вызывают чрезмерно большие и опасные напряжения в лопатках и дисках турбины. Снизить окружную скорость удалось лишь с введением многоступенчатых турбин, в которых весь перепад тепла используется не сразу, а по частям, т. е. несколькими ступенями. Распределение всего теплоперепада на несколько ступеней турбины позволило получить умеренные скорости пара на лопатках турбины и добиться таким образом уменьшения отношения скоростей.

Турбины со ступенями скоростей. В начальный период развития паровых турбин уменьшить число оборотов рабочего диска удалось, применив ступени скорости. В такой турбине преобразование кинетической энергии пара в механическую работу производится в двух или трех рядах рабочих лопаток, т. е. ступенями.

На рисунке 5.7 приведена схема активной турбины с двумя ступенями скорости. Пар, проходя через один ряд сопел 7, расположенных перед несколькими рядами рабочих лопаток, закрепленных на диске 2, насаженном на вал 1, расширяется от начального давления до конечного. При этом абсолютная скорость возрастает от начальной c_0 (перед соплами) до конечной c_1 (за соплами). Пар со скоростью c_1 поступает на первую ступень скорости, т. е. в каналы первого ряда рабочих лопаток 6, где только часть его кинетической энергии преобразуется в механическую работу. Затем со скоростью $c_2 < c_1$ пар поступает в каналы направляющих лопаток 5, неподвижно укрепленных в корпусе 3 турбины. Они предназначены только для изменения направления струи пара. Здесь пар теряет незначительную часть скорости вследствие трения о направляющие лопатки и поступает на вторую ступень скорости, т. е. на второй ряд рабочих лопаток 4. На второй ступени скорости еще некоторая часть кинетической энергии переходит в работу.

Турбина со ступенями скорости была предложена конструктором Чарльзом Кертисом и впервые построена в 1900 г. Поэтому диск со ступенями скорости часто называют турбиной или

колесом Кертиса. На практике не применяют турбины с числом ступеней скорости больше трех, поскольку с возрастанием числа ступеней увеличивается количество направляющих и рабочих лопаток, что в свою очередь увеличивает потери и значительно снижает КПД турбины.

На рисунке 5.8 показаны кривые изменения КПД активной турбины с одной 1, двумя 2 и тремя 3 ступенями скорости. По максимумам кривых видно, что в одноступенчатой турбине оптимальное значение $u/c_1 \approx 0,5$. С увеличением числа ступеней скорости максимум смещается влево по оси абсцисс и оптимальное значение u/c_1 снижается. Так, для двухступенчатой турбины $u/c_1 \approx 0,25$, т. е. вдвое меньше, чем для одноступенчатой. Для трехступенчатой турбины $u/c_1 \approx 0,16$, т. е. втрое меньше, чем для одноступенчатой.

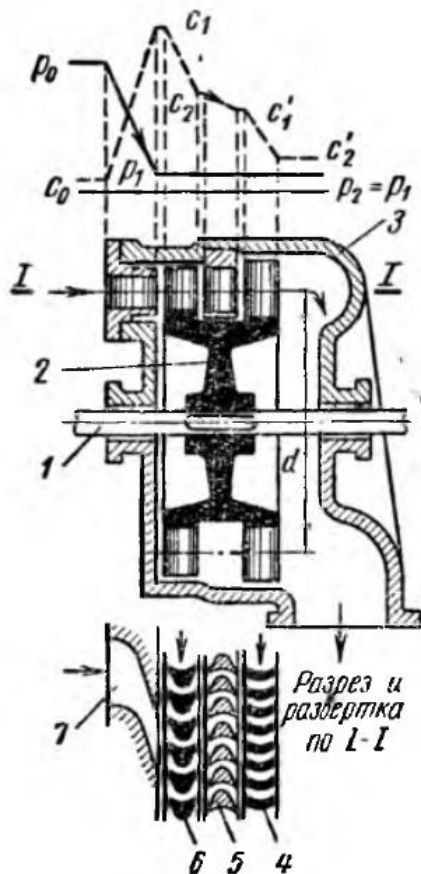


Рисунок 5.7 – Схема активной турбины с двумя ступенями скорости

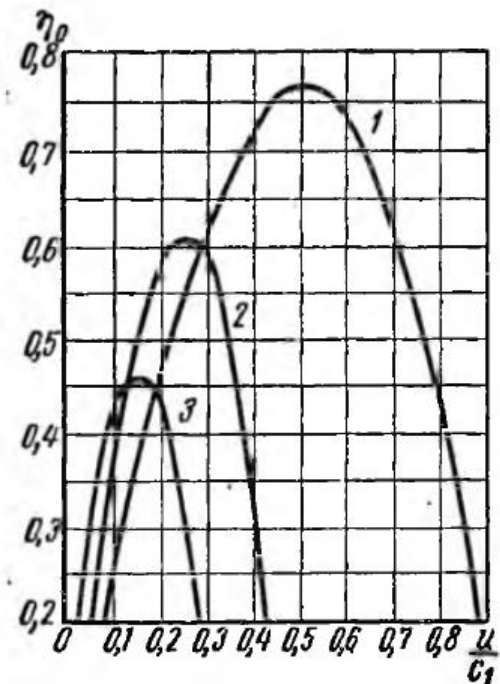


Рисунок 5.8 – Зависимость η_0 от u/c_1 для активных турбин со ступенями скорости при $\alpha_1 = 17^\circ$

Турбины с несколькими ступенями скорости имеют низкий КПД. Поэтому они не нашли широкого применения в промышленности. Их используют лишь в качестве первой ступени комбинированных турбин, а также для привода различных вспомогательных насосов и воздуходувок.

Турбины со ступенями давления. В этих турбинах один ряд сопл и один ряд рабочих лопаток, в которых пар расширяется один раз от давления p_0 до конечного давления p_2 , составляют одну ступень давления. Если по ходу пара расположить последовательно несколько таких ступеней давления, то пар будет расширяться от p_0 до p_2 не сразу, а ступенями. Таким образом, турбину со ступенями давления можно рассматривать как несколько последовательно расположенных по ходу пара одноступенчатых турбин, диски которых находятся на общем валу. На рисунке 5.9 представлена схема активной турбины с тремя ступенями давления.

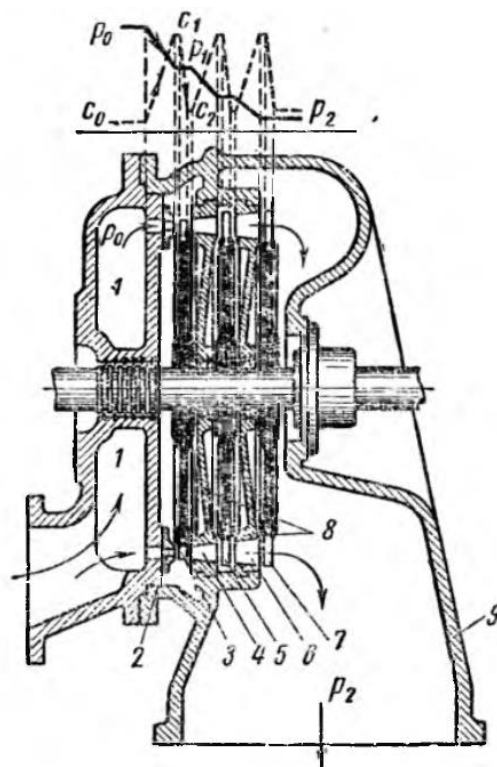


Рисунок 5.9 – Схема активной турбины с тремя ступенями

Корпус турбины разделен перегородками – диафрагмами 8 – на три камеры. В каждую диафрагму встроены сопла, через кото-

рые пар переходит из одной камеры в другую с понижением давления. Пар из кольцевой камеры 1 поступает в сопло 2 первой ступени. Затем последовательно переходит на решетку рабочих лопаток 3, в сопловую решетку 4, на решетку рабочих лопаток 5, далее в сопловую решетку 6 и на решетку рабочих лопаток 7.

Отработавший пар с давлением p_2 отводится в конденсатор через патрубок 9. В активной турбине на рабочих лопатках давление остается постоянным. Абсолютная скорость пара в соплах возрастает с понижением давления, а на рабочих лопатках падает, преобразуясь в механическую работу (см. график вверху на рисунке 5.9). По мере расширения пара его объем увеличивается, поэтому высоту сопел и рабочих лопаток также увеличивают в направлении от первой ступени к последней. Турбины со ступенями давления имеют достаточно высокий КПД. Их широко применяют в качестве основного двигателя паросиловых установок. Ступени давления применяют как в активных, так и в реактивных турбинах.

Комбинированные турбины. Комбинированные турбины бывают активными и активно-реактивными. В них используются положительные стороны ступеней давления и скорости. Применяют их с целью повышения экономичности и надежности турбины, а также снижения ее стоимости.

Так, например, в некоторых комбинированных турбинах вначале ставят колесо Кертиса, а дальше располагают ступени давления. Число ступеней давления при такой комбинации уменьшается, следовательно, турбина становится компактней, более дешевой и надежной. Некоторые комбинированные турбины выполняют только из активных и реактивных ступеней давления, без диска Кертиса. В таких турбинах в области высоких давлений ставят активные ступени, а в области низких давлений – реактивные.

5.4 Мощность и КПД паровой турбины

Потери в турбине. В паровой турбине, кроме рассмотренных потерь с выходной скоростью отработавшего пара, есть потери, которые уменьшают полезную работу. Эти потери делят на

внутренние и внешние. Внутренние потери возникают в проточной части турбины и снижают используемый теплоперепад. К ним относят:

1) потери кинетической энергии в соплах и на рабочих лопатках турбины, вызванные трением о стенки, завихрение струи пара и удар. Однако в активных турбинах эта энергия превращается в тепло и в конце процесса несколько повышает энтальпию пара;

2) потери от утечки пара через внутренние зазоры между рабочими лопатками и корпусом турбины, между диафрагмой и валом в активных турбинах со ступенями давления и через радиальные зазоры в реактивных турбинах;

3) потери вследствие влажности пара, возникающие в последних ступенях конденсационных турбин. Частицы влаги имеют большую плотность, чем частицы сухого пара. Их относительная скорость направлена не по касательной к входной кромке лопаток, а ниже. Ударяясь о стенки лопаток, частицы жидкости тормозят вращение ротора и снижают работу, полученную лопатками.

К внешним потерям относят:

1) потери от утечки пара через концевые зазоры между корпусом турбины и выходящими из него концами рабочего вала. Поскольку корпус неподвижен, а вал вращается, то между валом и корпусом предусмотрен зазор, через который вытекает незначительная часть пара. Эти потери, очевидно, не влияют на энтальпию пара, а лишь несколько увеличивают его общий расход;

2) механические потери, которые состоят из затрат энергии на преодоление трения в опорных и упорных подшипниках турбины, в опорных подшипниках генератора (или другой машины, соединенной с валом турбины), на привод системы регулирования и т. п.

Мощность турбины. В паровых турбинах различают внутреннюю (индикаторную) мощность N_i , развиваемую лопатками турбины, и эффективную N_e , снимаемую с вала турбины. Если внутреннюю мощность сравнить с мощностью N_0 , развиваемой идеальной турбиной, работающей без потерь, то всегда $N_i < N_0$ на величину внутренних потерь. Эффективная мощность всегда

меньше внутренней на величину мощности N_m , затраченной на механические потери:

$$N_e = N_i - N_m.$$

Коэффициенты полезного действия турбины. Внутренний относительный КПД учитывает внутренние потери турбины и определяется отношением

$$\eta_{0i} = N_i / N_0.$$

Относительный эффективный КПД η_{0e} учитывает механические потери и определяется отношением

$$N_e / N_{0e} = N_e / N_0.$$

Оба эти коэффициента называют относительными, потому что их величина определяется по отношению к идеальному двигателю.

Так как идеальный двигатель по второму закону термодинамики имеет термический КПД $\eta_t < 1$, то абсолютный КПД реальной машины будет меньше относительного:

$$\eta_{абс} = \eta_t \eta_{отн}.$$

Отбрасывая индекс «абсолютный», получим КПД для реальных двигателей:

$$\eta_i = \eta_{0i} \eta_t, \quad \eta_e = \eta_{0e} \eta_t.$$

Коэффициенты полезного действия определяют степень совершенства двигателя, дают возможность сравнивать различные двигатели между собой и совершенствовать их.

Расход пара в турбине. Экономичность паровой турбины характеризуется, с одной стороны, ее КПД, а с другой – расходом пара на единицу электроэнергии (удельным расходом пара).

Для определения удельного расхода пользуются электрической мощностью $N_э$, снимаемой с зажимов генератора. Удельный расход пара, отнесенный к единице вырабатываемой электрической мощности, равен

$$d_э = 3600 / (i_0 - i_2),$$

или

$$d_э = D / N_e = D / N_0 \eta_{0э},$$

где D – секундный расход пара, кг/с.

5.5 Классификация паровых турбин

По назначению турбины делят на чисто конденсационные с противодавлением, конденсационные с промежуточным отбором пара.

В чисто конденсационных турбинах пар расширяется до очень низких давлений (0,03–0,04 атм.). Однако общий КПД паросиловой установки весьма мал. Даже при высоких параметрах пара он едва достигает 35–38 %. Это объясняется большой потерей тепла, уходящего с отработавшим паром в конденсатор.

Турбины с противодавлением, не имеющие конденсатора, часто работают параллельно с конденсационными турбинами, которые обеспечивают недостающую часть электрической энергии в часы пиковых нагрузок.

Конденсационные турбины с промежуточным отбором пара позволяют поддерживать в заданных пределах постоянство суммы тепловой и электрической нагрузок. Это значит, что в зависимости от потребления тепла можно отбирать пар в нужном количестве. Если требуется выдать больше тепла (например, зимой), то отбирается больше пара и соответственно уменьшается выработка электрической энергии. Когда уменьшается потребность в тепле (летом, ночью и т. д.), то отбирается меньше пара и соответственно вырабатывается больше электрической энергии. Отбираемая часть пара для выработки тепла имеет давление выше атмосферного.

Одна часть пара используется в производстве для технологических целей, а другая направляется в водоподогреватель (бойлер) для подогрева воды, предназначенной как для производственных целей, так и для отопления. Конденсат из водоподогревателя возвращается обратно в паровой котел. Конденсационные турбины с промежуточным отбором пара могут работать и как чисто конденсационные.

5.6 Конденсационные устройства

Основным аппаратом конденсационного устройства является конденсатор, в котором пар конденсируется охлаждающей водой. К вспомогательному оборудованию относятся циркуляционные насосы, прокачивающие охлаждающую воду; конденсатные насосы, забирающие из сборника конденсат и подающие его в систему регенерации турбины, а также эжекторы, отсасывающие воздух из конденсатора. Эжектор – пароструйный насос. Принцип работы пароструйного насоса основан на том, что струя пара, выбрасываемая в атмосферу, предварительно проходит специальную камеру, увлекает за собой воздух, находящийся в ней, создавая в камере разрежение. Конденсатор соединен с камерой трубопроводом, по которому из конденсатора откачивается воздух.

Существует два типа конденсаторов: смешивающие и поверхностные.

В смешивающих конденсаторах отработавший пар соприкасается с охлаждающей водой, из которой выделяется содержащийся в ней воздух. Это не позволяет создать глубокое разрежение в конденсаторе. Кроме того, конденсат не может использоваться в качестве питательной воды, поскольку он загрязнен солями охлаждающей воды.

В паротурбинных установках применяют конденсаторы поверхностного типа. На рисунке 5.10 приведена схема поверхностного конденсатора.

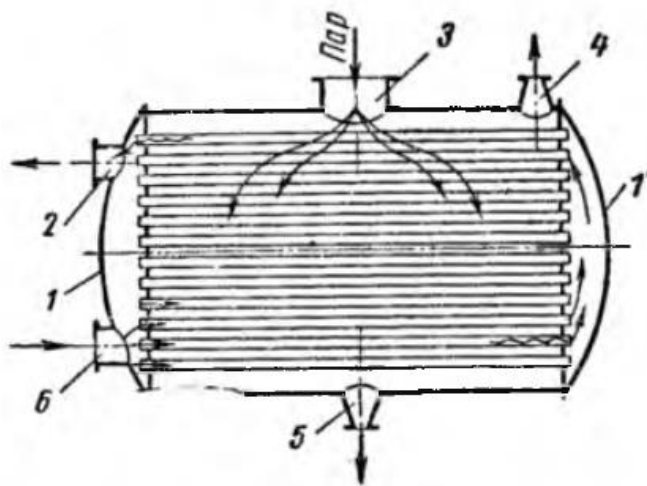


Рисунок 5.10 – Схема поверхностного конденсатора

Охлаждающая вода через патрубок 6 подводится в камеру 1, заполняет нижние трубки конденсатора и выходит из них во вторую камеру 1', откуда по верхним трубкам направляется к выходу через патрубок 2.

Отработавший пар входит в конденсатор через горловину 3. Соприкасаясь с холодной поверхностью трубок, пар конденсируется, а конденсат стекает в сборник через патрубок 5, откуда откачивается конденсатным насосом и подается в качестве питательной воды в паросиловую установку. Через патрубок 4 отсасываются воздух и пар, не перешедший в конденсат.

5.7 Газотурбинные установки

Газотурбинная установка представляет собой двигатель, предназначенный либо для выработки электроэнергии, либо для привода механизмов. В состав газотурбинной установки входят следующие основные элементы: камера сгорания топлива, компрессор, сжимающий воздух и направляющий его в камеру сгорания, газовая турбина и электрогенератор или агрегат, потребляющий выработанную энергию. Принцип работы газовой турбины аналогичен паровой. Однако рабочим телом здесь являются продукты сгорания топлива.

На рисунке 5.11 приведена принципиальная схема газотурбинной установки, работающей с подводом тепла при постоянном давлении. Воздушный компрессор К всасывает атмосферный воздух, сжимает его и нагнетает в камеру сгорания КС. Туда же насосом Н подается жидкое или газообразное топливо. При сгорании высококалорийного топлива в камере сгорания температура достигает до 2000 °С.

Современные жаропрочные стали и сплавы, из которых изготавливают газовую турбину, допускают температуру 700–900 °С. Для того чтобы понизить температуру продуктов сгорания с 2000 до 700–900 °С, их разбавляют большим количеством относительно холодного воздуха. Обычно коэффициент избытка воздуха для авиационных установок $\alpha = 4–5$, а для стационарных $\alpha = 6–10$. Если сжигать топливо при таком большом коэффициенте избытка воздуха, то горение будет протекать очень медленно и с большим

механическим и химическим недожогом. Поэтому для обеспечения полного и правильного сжигания топлива весь воздух, подаваемый в камеру сгорания, делят на первичный и вторичный.

К ядру факела подводят первичный воздух с небольшим коэффициентом избытка. В этом же направлении подается газовое или мелкораспыленное жидкое топливо, где оно сгорает с выделением большого количества тепла. Вторичный воздух направляется в камеру сгорания таким образом, чтобы, охлаждая стенки камеры, он не соприкасался с факелом. Получая тепло от стенок камеры сгорания, вторичный воздух нагревается и в конце камеры смешивается с продуктами горения.

Полученная смесь газа с воздухом, имеющая температуру 700–900 °С, направляется в турбину Т. В сопловом аппарате потенциальная энергия рабочего газа преобразуется в кинетическую. Газ с большой скоростью поступает в каналы рабочих лопаток турбины, где его кинетическая энергия преобразуется в механическую работу, которая передается на вал генератора Г.

На рисунке 5.12 изображен цикл газотурбинной установки на p - v -диаграмме с подводом тепла при $p = \text{const}$. Он состоит из двух адиабат и двух изобар.

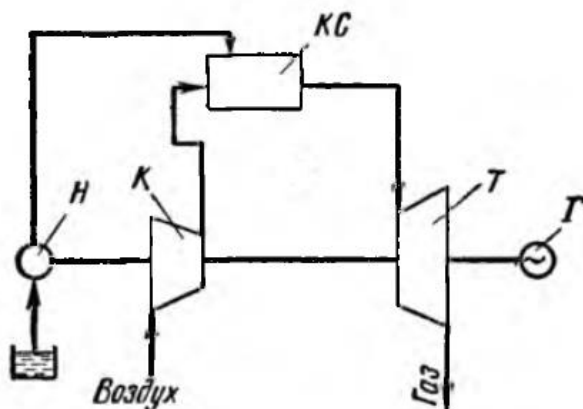


Рисунок 5.11 – Схема газотурбинной установки с подводом тепла при $p = \text{const}$

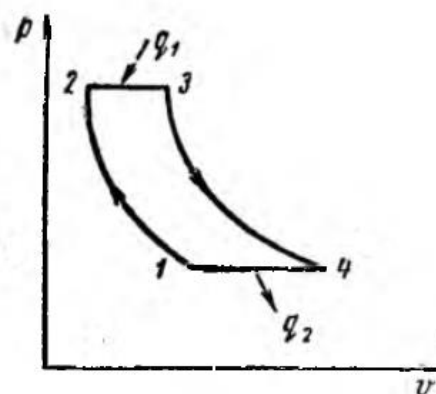


Рисунок 5.12 – Цикл газотурбинной установки

По линии 1-2 происходит адиабатное сжатие рабочего тела (воздуха) в компрессоре; по линии 2-3 осуществляется изобарный подвод тепла q_1 к рабочему телу (сгорание топлива); линия 3-4 – адиабатное расширение рабочего тела (продуктов сгорания);

линия 4-1 – изобарный отвод тепла q_2 от рабочего тела (выхлоп отработавших газов).

В газовой турбине, в отличие от поршневого двигателя внутреннего сгорания, расширение рабочего тела не ограничено объемом цилиндра. Поэтому в цикле газовой турбины отвод тепла происходит не по изохоре, а по изобаре. При этом в идеальном цикле газовой турбины осуществляется полное расширение рабочего тела.

Термический КПД η_t цикла газовой турбины может быть выражен через степень сжатия воздуха в компрессоре:

$$\eta_t = 1 - 1/\left(\varepsilon^{k-1}\right),$$

где $\varepsilon = v_1/v_2$ – степень сжатия; k – показатель адиабаты.

Можно также η_t выразить через степень повышения давления воздуха в компрессоре $\pi = p_2/p_1$:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\frac{\pi^k}{k-1}}.$$

Как видно из приведенных выражений для η_t , его величина зависит от степени сжатия в компрессоре, а также от показателя адиабаты.

Экономичность газовой турбины можно повысить, пользуясь способами регенерации тепла отработавших газов. Для применения регенерации приходится несколько усложнять схему газотурбинной установки, включая в нее регенератор.

Регенератор – это теплообменный аппарат трубчатого типа. По трубкам регенератора протекает воздух, вышедший из компрессора и предназначенный для подачи в камеру сгорания, а между трубками проходят отработавшие в турбине газы. Поскольку отработавшие газы имеют температуру намного выше температуры воздуха, вышедшего из компрессора, то воздух, отбирая от них тепло, нагревается и поступает в камеру сгорания, а охлажденные газы отводятся в атмосферу.

Газотурбинные установки по сравнению с паротурбинными имеют следующие преимущества:

- 1) отсутствие громоздкого котельного хозяйства;
- 2) отсутствие конденсационной установки;
- 3) быстрый запуск двигателя;
- 4) простота обслуживания и меньшие расходы по ремонту;
- 5) небольшие габариты и вес при высоких мощностях;
- 6) высокий термический КПД цикла.

Газотурбинные установки получили наибольшее применение в авиации, где они почти полностью вытеснили поршневые двигатели внутреннего сгорания. Кроме того, их применяют на железнодорожном и судовом транспорте, а также в промышленности в качестве двигателей для привода воздуходушных установок, центрифуг, центробежных компрессоров и т. д. Газотурбинные установки используются и в энергетике, особенно в районах промысла естественного газа и нефти.

При составлении данного раздела использовались материалы [5]

Контрольные вопросы

1. Какие процессы проходят в газотурбинной установке?
2. Какие различают скорости пара в зависимости от вида движения?
3. Что такое активная турбина?
4. Что такое реактивная турбина?
5. Как определить работу. ступени турбины?
6. Как определить относительную КПД ступени турбины?
7. Турбины со ступенями скоростей.
8. Турбины со ступенями давления.
9. Комбинированные турбины.
10. Как определить мощность турбины?
11. Как определить коэффициенты полезного действия турбины?

Заключение

Теплофизика, отрасль науки и техники, изучающая методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты, а также принципы действия и конструктивные особенности тепловых машин и устройств. Изучение дисциплины начинается с главы «Топливо и методы расчёта горения топлива». Основными источником теплоты являются природное органическое топливо, ядерное топливо, а также геотермальные ресурсы, энергия солнечной радиации. В конце 20 в. разработаны технологии сжигания твёрдых бытовых и промышленных отходов с целью их уничтожения и одновременно получения теплоты. Для сжигания топлива используют топки, печи, паровые котлы, котлы-утилизаторы и др. Важнейшая характеристика топлива – удельная теплота сгорания; для сравнительных расчётов применяют понятие условного топлива.

В теплофизике различают два направления использования теплоты: теплота может непосредственно потребляться для технологических процессов (направленного изменения свойств тел – расплавления, затвердевания, изменения структуры); теплоэнергетика (теплота преобразуется в др. виды энергии – механическую или электрическую).

Теоретическими разделами теплофизики, в которых исследуются законы превращения, свойства, а также процессы распространения теплоты, являются техническая термодинамика и теория теплообмена. В теплотехнических устройствах теплота может передаваться лучистым теплообменом, конвективным теплообменом и теплопроводностью.

В методических указаниях рассмотрены: основные методы расчёта топлива, законы термодинамики, устройства и принципы работы тепловых агрегатов, процессы теплообмена и методы расчёта теплопотерь.

При изучении материала необходимо особое внимание уделять практическому применению законов теплофизики в решении сложных задач.

Настоящие методические указания является теоретической базой для студентов всех направлений и уровней подготовки. Теория горения топлива, законы теплофизики, основные принципы работы тепловых агрегатов широко применяются в производственных процессах разных отраслей: при разработке месторождений полезных ископаемых, в энергетике, металлургии, авиации, космонавтике, на транспорте, строительстве, при проектировании систем теплоснабжения, при проведении аварийно-спасательных работ и т. д.

Для установления оптимальных параметров использования тепловой энергии, анализа экономичности рабочих процессов тепловых ма-

шин и установок, а также создания новых, наиболее совершенных устройств применяют методы компьютерного моделирования и на основе разработанных моделей создают компьютерные программы для расчёта систем теплофикации, процессов и циклов теплоэнергетических установок, тепловых потерь с их наружной поверхности, оценки потребления тепловой энергии.

Список основных принятых сокращений

- A – Энергия Гельмгольца (изохорно-изотермический потенциал, свободная энергия);
 c – Удельный изохорно-изотермический потенциал, скорость звука;
 B – Расход топлива;
 b – Удельный расход топлива;
 C – Теплоемкость;
 C_x – Теплоемкость в термодинамическом процессе;
 c – Удельная теплоемкость, скорость света;
 c_v – Объемная теплоемкость;
 D – Расход пара, воды;
 E – Кинетическая и потенциальная энергия; эксергия;
 F – Сила;
 A, S – Площадь;
 G – Энергия Гиббса (изобарно-изотермический потенциал);
 g – Ускорение свободного падения, удельная энергия Гиббса;
 H, I – Энтальпия;
 i – Удельная энтальпия; постоянная Планка;
 k – Показатель адиабаты; постоянная Больцмана;
 L – Работа;
 L – Удельная работа;
 M – Молярная масса (масса одного моля);
 m – масса; кратность циркуляции;
 N – Мощность; число частиц;
 A – Постоянная Авагадро;
 n – Количество вещества (число молей), показатель политропы;
 G – Вес тела;
 P – Давление;
 Q – Теплота;
 q – Удельная теплота;
 Q_n – Низшая удельная теплота сгорания топлива;
 R – Удельная газовая постоянная;
 r – Теплота испарения (теплота парообразования);
 S – Энтропия;
 s – Удельная энтропия;
 T – Термодинамическая температура (абсолютная температура);
 t – Температура по шкале Цельсия;
 U – Внутренняя энергия;
 u – Удельная внутренняя энергия;
 V – Объем;
 v – Удельный объем;
 w, v – Скорость;

x – Молярная концентрация (молярная доля), степень сухости влажного пара;

β_t – изотермический коэффициент сжимаемости;

η_t – Термический коэффициент полезного действия цикла;

η_i – Внутренний коэффициент полезного действия цикла;

η_r – Коэффициент полезного действия генератора;

η_m – Механический коэффициент полезного действия;

η_Σ – Абсолютный коэффициент полезного действия турбогенераторной установки.

Литература

1. Фокин В.М., Бойков Г.П, Видин Ю.В. Основы технической теплофизики / В. М. Фокин, Г. П. Бойков, Ю. В. Видин. - Москва: Изд-во Машиностроение-1, 2004. - 170, [1] с.
2. Кирилин В.А. Техническая термодинамика /В.А. Кирилин. - М.: Изд. дом МЭИ, 2008. 496 с.
3. Смирнов М.В. Теоретические основы теплотехники / М. В.Смирнов. М.: Изд-во Ин-Фомо, 2010.
4. Старк С.Б. Основы гидравлики, насосы и воздухоудные машины / С.Б. Старк. - М.: Металлургиздат, 1961. – 322 с.
5. Черняк О.В. Основы теплотехники и гидравлики / О.В. Черняк. - М.: Высшая школа, 1969. - 311 с.
6. Апкарьян А.С., Кудяков А.И. Теплоизоляционные материалы. Пеностеклокерамика. Оптимизация теплофизических процессов/ А.С. Апкарьян.- Томск: Изд-во Томск. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники, 2013. - 216 с.
7. Апкарьян А.С., Христюков В.Г. Организация производства гранулированной пеностеклокерамики ПСК-200 и автоматизация технологического процесса / А.С. Апкарьян, В.Г. Христюков. - Томск: Изд-во Томск. гос. ун-та систем упр. и радиоэлектроники, 2013. - 174 с.
8. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов/ Т. И. Трофимова.- 18-е изд., стереотип. - М: Академия, 2010. – 557 с.
9. Гинзбург Л.Д., Зарипов М.З. Справочное пособие по технике безопасности / Л.Д. Гинзбург, М.З. Зарипов. - 2-е изд. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 223(1) с.
10. Apkaryan Afanasy S., Kulkov Sergey N., Gomze Laszlo A. Foam Glass Ceramics as Composite Heat-Insulating Material.Építőanyag // Jornal of Silikate Based and Composite Materials. 2014, No 2. - P. 38–42 (Hungary, Budapest).
11. Правила пожарной безопасности для энергетических предприятий. - СПб.: Деан, 2009. 144 с. ISBN 5-93630-710-2.
12. ГЭСНп-2001. Ч. 7. Теплоэнергетическое оборудование. - М., 2009

Приложение А (справочное)
Средние теплоемкости воздуха и газов (кДж/(м³·°С))

$t, ^\circ\text{C}$	CO ₂	N ₂	O ₂	H ₂ O	Сухой воздух	CO	H ₂	H ₂ S	CH ₄	C ₂ H ₄
0	1,6204	1,3327	1,3076	1,4914	1,3009	1,3021	1,2777	1,5156	1,5558	1,7669
100	1,7200	1,3013	1,3193	1,5019	1,3051	1,3021	1,2896	1,5407	1,6539	2,1060
200	1,8079	1,3030	1,3369	1,5174	1,3097	1,3105	1,2979	1,5742	1,7669	2,3280
300	1,8808	1,3080	1,3583	1,5379	1,3181	1,3231	1,3021	1,6070	1,8925	2,5289
400	1,9436	1,3172	1,3796	1,5592	1,3302	1,3315	1,3021	1,6454	2,0223	2,7215
500	2,0453	1,3294	1,4005	1,5831	1,3440	1,3440	1,3063	1,6832	2,1437	2,8932
600	2,0592	1,3419	1,4152	1,6078	1,3583	1,3607	1,3105	1,7208	2,2693	3,0481
700	2,1077	1,3553	1,4370	1,6338	1,3725	1,3733	1,3147	1,7585	2,3824	3,1905
800	2,1517	1,3683	1,4529	1,6601	1,3821	1,3901	1,3189	1,7962	2,4954	3,3412
900	2,1915	1,3817	1,4663	1,6885	1,3993	1,4026	1,3230	1,8297	2,5959	3,4500
1000	2,2266	1,3938	1,4801	1,7133	1,4118	1,4152	1,3273	1,8632	2,6964	3,5673
1100	2,2593	1,4056	1,4935	1,7397	1,4236	1,4278	1,3356	1,8925	2,7843	
1200	2,2886	1,4065	1,5065	1,7657	1,4347	1,4403	1,3440	1,9218	2,8723	
1300	2,3158	1,4290	1,5123	1,7908	1,4453	1,4487	1,3524	1,9469		
1400	2,3405	1,4374	1,5220	1,8151	1,4550	1,4613	1,3608	1,9721		
1500	2,3636	1,4470	1,5312	1,8389	1,4642	1,4696	1,3691	1,9972		
1600	2,3849	1,4554	1,5400	1,8619	1,4730	1,4780	1,3775			
1700	2,4042	1,4625	1,5483	1,8841	1,4809	1,4864	1,3859			

Окончание таблицы

$t, ^\circ\text{C}$	CO_2	N_2	O_2	H_2O	Сухой воздух	CO	H_2	H_2S	CH_4	C_2H_4
1800	2,4246	1,4705	1,5559	1,9055	1,4889	1,4947	1,3942			
1900	2,4393	1,4780	1,5638	1,9252	1,5960	1,4890	1,3983			
2000	2,4552	1,4851	1,5714	1,9449	1,5031	1,5073	1,4067			
2100	2,4699	1,4914	1,5743	1,9633	1,5094	1,5115	1,4151			
2200	2,4837	1,4981	1,5851	1,9813	1,5174	1,5198	1,4235			
2300	2,4971	1,5031	1,5923	1,9984	1,5220	1,5241	1,4318			
2400	2,5097	1,5085	1,5990	2,0148	1,5274	1,5284	1,4360			
2500	2,5214	1,5144	1,6057	2,0307	1,5341	1,5366	1,4445			