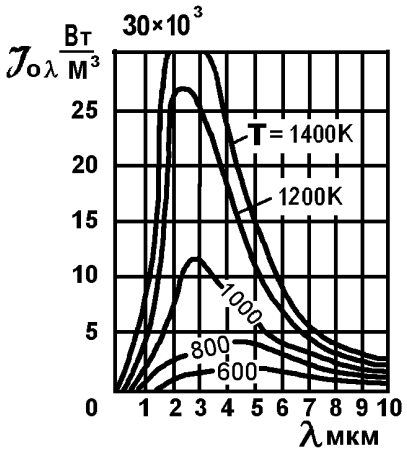
Библиотека СОК

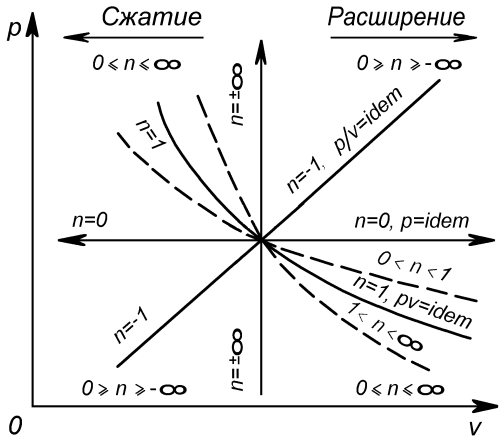
$$\delta Q = dU + \delta L = dH + \delta W$$

$$\delta q = C_v dt + Pd\upsilon = C_p dt - \upsilon dP = TdS$$



Г.В. Бахмат, Е.Н. Кабес

ТЕПЛОТЕХНИКА



$$q = -\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_n$$

$$Q = \alpha H\left(t_1 - t_2\right)$$

$$Q = \varepsilon c_0 H\left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right]$$

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«ТЮМЕНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НЕФТЕГАЗОВЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Г.В. Бахмат, Е.Н. Кабес

ТЕПЛОТЕХНИКА

Учебно-методический комплекс

Тюмень 2001

УДК (536+621.1)(075.3)

Бахмат Г.В., Кабес Е.Н. Теплотехника: Учебно-методический комплекс.-Тюмень: ТюмГНГУ, 2001.-149 с.

Рассматриваются основные теоретические положения технической термодинамики при феноменологическом подходе к анализу состояния рабочих тел и процессов, происходящих с ними. Излагается теория циклов двигателей внутреннего сгорания. Даются основные законы распространения теплоты в пространстве и расчетные уравнения применяемые в инженерной практике. Приводятся примеры решения типовых задач и задания для самостоятельной работы студентов.

Предназначено для студентов всех форм обучения инженерно – технических специальностей.

Илл.34 , табл. 12, библ.5 назв.

ISBN 5-88465-359-X

© Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «**Тюменский государственный нефтегазовый университет**», 2001

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе изложена программа курса, соответствующая образовательному стандарту при подготовке студентов по направлению «Нефтегазовое дело» и приведены контрольные задания, которые выполняют студенты-заочники при освоении дисциплин «Термодинамика», «Теплотехника».

При изучении основ этих дисциплин студентам рекомендуется пользоваться литературой [1]-[5], а для более подробного и глубокого усвоения отдельных вопросов и в помощь при выполнении контрольных работ рекомендуется дополнительная литература [6]-[13].

При самостоятельной работе с учебной литературой необходимо добиваться отчетливого представления о физической сущности изучаемых явлений и процессов, особое внимание следует уделить изучению теоретических основ теплотехники (технической термодинамике и основам тепло- и массообмена), являющихся базой для изучения специальных дисциплин.

В конце каждой темы и раздела приведены контрольные вопросы, по которым студент может проверить степень усвоения материала.

В методических указаниях приведены контрольные задания по разделам «техническая термодинамика» и «теплопередача».

1. ПРОГРАММА КУРСА И МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К ЕГО РАЗДЕЛАМ

1.1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

1.1.1. Основные понятия и определения

Предмет технической термодинамики и ее методы. Теплота и работа как формы передачи энергии. Рабочее тело. Термодинамическая система. Основные параметры состояния. Равновесное и неравновесное состояние. Уравнение состояния. Термическое уравнение состояния. Термодинамический процесс. Равновесные и неравновесные процессы. Обратимые и необратимые процессы. Изображение обратимых процессов в термодинамических диаграммах. Круговой процесс (цикл).

Газовые смеси, способы задания газовых смесей, соотношение между массовыми и объемными долями, вычисления параметров состояния смеси, определение кажущейся молекулярной массы и газовой постоянной смеси, определение парциальных давлений.

Методические указания.

Материалы этой темы, по существу, представляют собой необходимый комплекс определений и понятий, на базе которых излагаются последующие темы. Поэтому студент должен четко усвоить эти понятия и определения.

Вопросы для самопроверки. 1. Что понимается под термодинамической системой? **2.** Каким числом независимых параметров характеризуется состояние рабочего тела? **3.** Какое состояние называется равновесным и какое — неравновесным**? 4.** Что называется термодинамическим процессом? **5.** Какие процессы называются равновесными и какие неравновесными? **6.** Какие процессы называются обратимыми и какие необратимыми? **7.** Каковы условия обратимости процессов?

1.1.2. Первый закон термодинамики

Сущность первого закона термодинамики. Формулировки первого закона термодинамики. Аналитическое выражение первого закона термодинамики, принцип эквивалентности теплоты и работы. Выражение теплоты и работы через термодинамические параметры состояния. Внутренняя энергия. Энтальпия. Энтропия. Первый закон термодинамики для круговых (циклических) процессов. Теплоемкость. Массовая объемная и мольная теплоемкости. Теплоемкость при постоянных давлении и объеме. Зависимость теплоемкости от температуры. Средняя и истинная теплоемкости. Формулы и таблицы для определения теплоемкостей. Теплоемкость смеси идеальных газов.

Методические указания.

Изучая эту тему, студент должен обратить внимание на принципиальное различие между внутренней энергией как функцией состояния газа и теплотой и работой как функциями процесса. Надо твердо усвоить, что если внутренняя энергия вполне определенна для каждого заданного состояния газа, то работа и теплота вообще не существуют для отдельного состояния, а появляются лишь при наличии процесса (изменения состояния) и, естественно, зависят от характера этого процесса.

Вопросы для самопроверки: 1. Дайте формулировку и аналитическое выражение первого закона термодинамики. **2.** Что такое «функция состояния» и «функция процесса»? Приведите примеры этих функций. **3.** Когда теплота, работа и изменение внутренней энергии считаются положительными и когда отрицательными? **4.** Почему внутренняя энергия и энтальпия идеального газа зависят только от одного параметра — температуры? **5.** В чем отличие понятий «истинная теплоемкость» и «средняя теплоемкость»?

1.1.3. Второй закон термодинамики

Сущность второго закона термодинамики. Основные формулировки второго закона термодинамики. Термодинамические циклы тепловых машин. Прямые и обратные циклы. Термодинамический к.п.д. и холодильный коэффициент. Цикл Карно и его свойства. Термодинамическая шкала температур. Аналитическое выражение второго закона термодинамики. Изменение энтропии в необратимых процессах. Статистическое толкование второго закона термодинамики. Философское толкование второго закона термодинамики. Изменение энтропии изолированной термодинамической системы. Понятие об эксергии.

Методические указания.

При изучении этой темы студент должен твердо усвоить следующие вопросы.

1. Так как к.п.д. (η_t) цикла Карно всегда меньше единицы, не зависит от рода рабочего тела и имеет наибольшее значение по сравнению с η_t любых других циклов, ограниченных тем же интервалом температур, то: а) никакими новыми конструкциями тепловых двигателей или применением новых рабочих тел нельзя в цикле всю подведенную теплоту превратить в полезную работу; б) для увеличения η_t нужно стремиться к таким процессам, образующим цикл, чтобы средняя температура подвода теплоты была как можно больше, а средняя температура отвода теплоты как можно меньше.

2. Нельзя смешивать понятия «энтропия тела» и «энтропия системы». Между этими понятиями существует принципиальная разница. Энтропия как функция состояния определенного тела (например, газа или пара) обладает вполне определенным свойством — изменение ее при протекании какого-либо процесса не зависит от характера процесса, а зависит лишь от параметров тела в начальном и конечном состояниях его. Поэтому изменение ее $\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T}$ может быть положительным, отрицательным или равным нулю в зависимости от того, подводится или отводится теплота от тела или процесс происходит без теплообмена. Энтропия не является функцией состояния системы, состоящей из нескольких тел (рабочее тело, холодильники и источники теплоты), каждое из которых характеризуется своими параметрами. Поэтому на изменение энтропии системы влияет характер процесса теплообмена между рабочим телом и источниками теплоты. При протекании обратимых процессов энтропия системы остается постоянной: при необратимых процессах энтропия системы растет.

3. Теория Клаузиуса «тепловой смерти» Вселенной несостоятельна. Для этого можно привести следующие доводы: а) дифференциальные соотношения термодинамики несправедливы для микромира, в котором расстояния между частицами материи сравнимы с дифференциалом исследуемого объекта; б) решение дифференциальных уравнений в значительной мере зависит от конкретных условий на границе исследуемой области, но

на границе бесконечной Вселенной эти условия неизвестны; в) в изложении Больцмана второй закон имеет статистическое толкование, т. е. не является абсолютным законом природы; г) экспериментальные данные (броуновского движения, новые данные астрономии, космических полетов и др.) также не согласуются с «теорией» Клаузиуса.

Вопросы для самопроверки. 1. Какой цикл называется прямым и какой обратным? **2.** Чем оценивается эффективность прямого и обратного циклов? **3.** Для чего служат тепловые машины, работающие по прямому и обратному циклам? **4.** Как связано изменение энтропии с теплотой и абсолютной температурой? **5.** В чем сущность второго закона термодинамики? Приведите его основные формулировки. **6.** Покажите с помощью *Ts*-диаграммы, что при заданных $T_{макс}$ и $T_{мин}$ η_t цикла Карно будет наибольшим по сравнению с η_t других циклов. **7.** Покажите с помощью *Ts*-диаграммы, что η_t цикла Карно не может быть равным единице. **8.** Как с помощью выражения $ds = dq/T$ показать, что в круговом процессе не вся подведенная теплота превращается в полезную работу, а часть ее отдается холодильнику? **9.** Покажите, в чем состоит общность различных формулировок второго закона термодинамики.

1.1.4. Термодинамические процессы

Классификация процессов изменения состояния. Общие методы исследования процессов изменения состояния любых рабочих тел.

Политропные процессы. Уравнение политропы. Определение показателя политропы. Анализ процессов на основе сравнения показателей политропы. Процессы в координатах *pv* и *Ts*. Основные термодинамические процессы: изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный — частные случаи политропного процесса.

Термодинамические процессы в реальных газах и парах. Свойства реальных газов. Фазовые равновесия и фазовые переходы. Теплота фазовых переходов. Фазовые диаграммы. Тройная и критическая точки. Уравнение состояния реальных газов. Коэффициент сжимаемости. Пары. Основные определения. Процессы парообразования в *pv*- и *Ts*-диаграммах. Водяной пар. Термодинамические таблицы воды и водяного пара. *pv, Ts, hs*-диаграммы водяного пара. Расчет термодинамических процессов водяного пара с помощью таблиц и *hs(is)*-диаграммы.

Методические указания.

Приступая к изучению этой темы, студент должен четко уяснить себе, что расчетные формулы, применявшиеся при изучении идеального газа, здесь, как правило, недействительны. Например, для идеального газа в процессе $T = const$ изменение внутренней энергии его равнялось нулю, а для пара при $T = const$ не равно нулю. Линии, изображающие основные термодинамические процессы в *pv*- и *Ts*-диаграммах, в общем случае раз-

личны для газа и пара. При расчете паров мы не имеем такого простого и точного уравнения состояния, как для идеального газа. Поэтому процессы и циклы с паром рассчитываются с помощью таблиц и *hs*-диаграммы.

При рассмотрении отдельных видов уравнения состояния реального газа (уравнение Ван-дер-Ваальса, уравнение Вукаловича — Новикова и др.) необходимо ясно представлять, на каком физическом фундаменте строились эти уравнения и как из них получить уравнение состояния идеального газа.

Вопросы для самопроверки. 1. Как называется процесс, в котором вся подведенная теплота идет на увеличение внутренней энергии? **2.** Как называется процесс, в котором вся подведенная теплота идет на совершение работы? **3.** Как называется процесс, в котором работа совершается лишь за счет уменьшения внутренней энергии? **4.** Как называется процесс, в котором подведенная к рабочему телу теплота численно равна изменению энтальпии? Какая доля подведенной теплоты в этом случае идет на совершение работы? **5.** Какой процесс называется политропным? **6.** Покажите в *pv*-диаграмме работу газа в адиабатном процессе. **7.** Можно ли уравнение $n\frac{dv}{v}+\frac{dp}{p}=0$ *при* $n \neq const$ назвать дифференциальным уравнением политропы идеального газа? **8.** При каких значениях показателя политропы *n* можно получить уравнения основных термодинамических процессов? В чем состоит обобщающее значение политропного процесса? **9.** Изобразите схематично в *Ts*-диаграмме процесс сжатия $pv_{1.2}=const$ и покажите, какими площадками будут изображаться *q,* Δu*, l.* **10.** Почему в *Ts*-диаграмме изохора идет круче, чем изобара, а в *pv*-диаграмме адиабата идет круче изотермы? **11.** Как в *Ts*-диаграмме по заданной кривой процесса определить знак *q* и Δu? **12.** Что такое испарение и кипение? **13.** Какой пар называется сухим насыщенным? **14.** Каков физический смысл пограничных кривых? Какой пар называется перегретым и что такое степень перегрева? **15.** Какой пар называется влажным насыщенным и что такое степень сухости? **16.** Как определить удельный объем, энтальпию, энтропию влажного пара? **17.** Как изменяется теплота парообразования с увеличением давления? **18.** Чем характерна критическая точка? **19.** Какими параметрами можно охарактеризовать состояние влажного, сухого и перегретого пара? **20.** Изобразите *pv*-, и *Ts*-диаграммы водяного пара и покажите в них характерные области и линии фазовых переходов. **21.** Изобразите основные термодинамические процессы с паром в *pv*- и *Ts*-диаграммах. Приведите формулы для определения работы, теплоты, Δu.

1.1.5. Термодинамика потока

Истечение и дросселирование газов и паров. Основные положения. Уравнение первого закона термодинамики для потока, его анализ. Понятие о сопловом и диффузорном течении газа. Адиабатные течения. Скорость адиабатного течения. Связь критической скорости истечения с местной скоростью распространения звука. Критическое отношение давлений. Расчет скорости истечения и секундного массового расхода для критического режима. Условия перехода через критическую скорость. Сопло Лаваля. Расчет процесса истечения водяного пара с помощью *hs*-диаграммы. Действительный процесс истечения. Дросселирование газов и паров. Сущность процесса. Изменение параметров в процессе дросселирования. Понятие об эффекте Джоуля—Томсона. Особенности дросселирования идеального и реального газов. Понятие о температуре инверсии. Практическое использование процесса дросселирования. Условное изображение процесса дросселирования в *hs*-диаграмме.

Методические указания.

При изучении этой темы студент должен обратить внимание на те допущения, которые кладутся в основу вывода уравнения энергии газового потока. Следует твердо знать условия перехода от дозвуковых скоростей потока к сверхзвуковым, уметь рассчитывать сужающееся сопло и сопло Лаваля. Надо знать, как влияет трение на течение газа или пара и уметь изобразить процессы течения с трением в *Ts*- и *hs*-диаграммах, уметь объяснить, что такое давление и температура заторможенного потока. Нужно уяснить принципиальную разницу между адиабатным дросселированием, при котором $q = 0$, а $\Delta s > 0$, и адиабатным обратимым процессом расширения, при котором $q = 0$, и $\Delta s = 0$. Необходимо понять смысл температуры инверсии и инверсионной кривой, чтобы объяснить возможность сжижения газов в процессе дросселирования.

Вопросы для самопроверки. 1. Напишите уравнение энергии газового потока и дайте объяснение отдельным членам, входящим в него. **2.** Что такое работа проталкивания и какой она может иметь знак? **3.** Что такое техническая работа? Как показать ее в *pv*-диаграмме**? 4.** Каков физический смысл критической скорости? Почему в закритической области расход газа не зависит от перепада давлений? **5.** Что такое сопло и диффузор? **6.** Как связано изменение площади поперечного сечения канала с изменением скорости и числом М? **7.** При каких условиях режим течения в сопле Лаваля становится нерасчетным? **8.** Какой процесс называется дросселированием? **9.** Как протекает процесс адиабатного дросселирования? **10.** Как изменяются параметры влажного пара при дросселировании? Как и в зависимости от чего меняется температура реального газа при дросселировании?

1.1.6. Термодинамический анализ процессов в компрессорах

Поршневой компрессор. Принцип действия. Работа, затрачиваемая на привод компрессора. Индикаторная диаграмма. Изотермическое, адиабатное и политропное сжатие. Термодинамическое обоснование многоступенчатого сжатия. Изображение в *pv*- и *Ts*-диаграммах термодинамических процессов, протекающих в компрессорах. Необратимое сжатие. Относительный внутренний к.п.д. компрессора. Понятие о центробежном компрессоре.

Методические указания.

При изучении поршневых компрессоров студент должен уяснить два важных положения: а) причины применения многоступенчатых компрессоров и б) целесообразность применения промежуточного охлаждения, а также охлаждения самих цилиндров компрессоров.

Вопросы для самопроверки. 1. Как зависит работа привода компрессора от показателя политропы сжатия? Какова связь между работой привода (технической) и работой процесса сжатия? **2.** Можно ли в одноступенчатом поршневом компрессоре получить любое конечное давление, и если нельзя, то по каким причинам? **3.** Как влияет вредное пространство на производительность компрессора? **4.** Как влияет показатель политропы сжатия на конечную температуру газа в одноступенчатом компрессоре? **5.** В каком из поршневых компрессоров (быстроходном или тихоходном) показатель политропы сжатия будет больше?

1.1.7. Циклы двигателей внутреннего сгорания и газотурбинных установок

Циклы двигателей внутреннего сгорания. Циклы газотурбинных установок. Цикл газотурбинной установки с использованием теплоты реакций химических процессов. Анализ циклов. Изображение циклов в диаграммах *pv* и *Ts*. Термический к.п.д. цикла теплового двигателя. Внутренний относительный к.п.д. и внутренний абсолютный к.п.д. цикла. Методы повышения к.п.д. Эксергетический метод анализа циклов.

Методические указания.

При изучении идеальных циклов газовых двигателей нужно обратить внимание на следующее: 1. В связи с тем, что технические процессы, протекающие с большими скоростями, можно в первом приближении считать адиабатными, процессы расширения и сжатия в любых газовых двигателях (поршневых и газотурбинных) можно принимать адиабатными. 2. Принципиальное отличие циклов газотурбинных установок от циклов поршневых двигателей заключается лишь в процессе отвода теплоты. В газотурбинных установках осуществляется полное расширение газов до давления окружающей среды, поэтому процесс отвода теплоты принимается изобарным. В поршневых двигателях газы выбрасываются из цилиндра с давлением, в 2—4 раза большим атмосферного. Поэтому процесс отвода теп-

лоты принимается изохорным. 3. Процесс подвода теплоты не характеризует принадлежность рассматриваемого теплового двигателя к той или иной группе (как для газотурбинного, так и для поршневого он может быть и изохорным и изобарным). 4. Термический к.п.д. любого цикла растет с увеличением степени сжатия.

Вопросы для самопроверки. 1. Какой цикл называется идеальным? **2.** Почему процессы сжатия или расширения во всех идеальных циклах тепловых двигателей принимаются адиабатными? **3.** Можно ли по характеру процесса подвода теплоты узнать, какой цикл рассматривается (поршневой или газотурбинный двигатель)? **4.** Циклы каких двигателей характеризует изохорный отвод теплоты и почему? **5.** С ростом какого параметра увеличивается термический КПД любого цикла? **6.** Чем ограничивается степень сжатия у различных типов поршневых двигателей? **7.** Чем ограничивается и как выбирается степень повышения давления у газотурбинных двигателей?

1.1.8.Циклы паросиловых установок

Принципиальная схема паросиловой установки. Цикл Ренкина и его исследование. Влияние начальных и конечных параметров на термический к.п.д. цикла Ренкина. Изображение цикла в *pv-, Ts-* и *hs*-диаграммах. Пути повышения экономичности паросиловых установок, теплофикационный цикл. Бинарный и парогазовый циклы. Понятие о циклах атомных силовых установок.

Методические указания.

Рассматривая циклы паросиловых установок, следует обратить внимание на вопросы: а) почему для пара цикл Карно не применяется, хотя изотермические процессы с влажным паром осуществляются достаточно просто? б) каковы преимущества цикла Ренкина перед циклом Карно? в) каковы способы повышения экономичности паросиловой установки?

Вопросы для самопроверки. 1. Как изображается работа насоса в *pv*-диаграмме для цикла Ренкина и цикла Карно? **2.** От каких параметров и как зависит η_t цикла Ренкина? **3.** Как меняется степень сухости пара за турбиной при увеличении давления пара перед турбиной при постоянной начальной температуре? В чем вред работы турбины на паре с большой степенью влажности? **4.** Как влияет начальная температура перегретого пара на степень сухости его при выходе из турбины? **5.** Для чего применяется вторичный перегрев пара? **6.** Что дает и как осуществляется регенеративный подогрев питательной воды? **7.** Что дает применение парогазовых циклов? **8.** Как влияет на к.п.д. цикла Ренкина и степень сухости пара за турбиной процесс дросселирования перед турбиной?

1.1.9. Циклы холодильных машин, теплового насоса (обратные термодинамические циклы)

Циклы холодильных установок. Холодильный коэффициент и холодопроизводительность. Цикл паровой и воздушной компрессорной холодильной установки. Характеристика холодильных агентов, применяемых в паровых холодильных установках.

Методические указания.

При изучении циклов различных холодильных установок следует обратить внимание на то, что как для тепловых двигателей, так и для холодильных машин эталоном является цикл Карно. Термический к.п.д. цикла Карно определяется формулой $\eta_t = 1- T_{мин}/T_{макс}$, где $T_{мин}$ — температура холодильника (она же – минимальная температура термодинамической системы); $T_{макс}$ – температура горячего источника (она же — максимальная температура системы). Термические к.п.д. любых циклов сравниваем с η_t цикла Карно в этих же пределах температур. Для холодильных установок холодильником является внешняя атмосфера или водопроводная вода, у которой температура ниже температуры хладоагента, а источником теплоты — содержимое холодильной камеры, у которого температура выше температуры хладоагента. Поэтому эквивалентным циклом Карно для холодильной установки будет цикл, осуществляемый не между $T_{мин}$ и $T_{макс}$ (в случае холодильных компрессорных установок $T_{мин}$ — температура хладоагента после детандера, а $T_{макс}$ — температура хладоагента после компрессора), а между температурами холодильника (воздух, вода) и источника (охлаждаемые предметы в холодильной камере).

Кроме того, необходимо уяснить, почему в воздушных компрессорных установках не применяется процесс дросселирования, почему паровые компрессорные установки имеют холодильный коэффициент значительно больший, чем воздушные.

Вопросы для самопроверки. 1. Какой параметр характеризует эффективность холодильной установки? **2.** Каковы основные недостатки воздушной компрессорной холодильной установки? **3.** Изобразите в *Ts*- диаграмме цикл воздушной компрессорной холодильной установки и эквивалентный ей обратный цикл Карно. **4.** Почему в паровых холодильных установках целесообразно применять процесс дросселирования, а в воздушных — адиабатное расширение в турбине? **5.** Какими свойствами должны обладать хладоагенты?

1.2. ТЕОРИЯ ТЕПЛООБМЕНА

1.2.1. Основные понятия и определения

Предмет и задачи теории теплообмена. Значение теплообмена в промышленных процессах. Основные понятия и определения. Виды переноса теплоты. Теплопроводность, конвекция и излучение. Сложный теплообмен.

1.2.2. Теплопроводность

1. Основные положения учения о теплопроводности. Закон Фурье. Коэффициент теплопроводности. Механизм передачи теплоты в металлах, диэлектриках, полупроводниках, жидкостях и газах. Дифференциальное уравнение теплопроводности для однородных изотропных тел; условия однозначности. Коэффициент температуропроводности.

2. Теплопроводность при стационарном режиме. Теплопроводность однослойной и многослойной плоской и цилиндрической стенки при граничных условиях I рода. Теплопроводность при стационарном режиме и граничных условиях III рода (теплопередача). Теплопередача через однослойную и многослойную плоскую и цилиндрическую стенки; коэффициент теплопередачи. Пути интенсификации процесса теплопередачи. Критический диаметр тепловой изоляции. Выбор целесообразного материала тепловой изоляции.

Методические указания.

Рассматривая теплопроводность элементарных тел (пластинка, труба), студент должен уметь применить закон Фурье для каждого случая, т. е. вывести уравнения, определяющие закон распределения температур по толщине стенки и количество теплоты, передаваемой через стенку. При изучении процесса теплопередачи через стенку уметь анализировать влияние отдельных термических сопротивлений на общее сопротивление, а также знать способы уменьшения термических сопротивлений.

Вопросы для самопроверки. 1. Как передается теплота в процессе теплопроводности? **2.** Сформулируйте основной закон теплопроводности. **3.** Каков закон распределения температуры по толщине плоской и цилиндрической стенок? **4.** При каком условии расчет цилиндрической стенки можно заменить расчетом плоской стенки? **5.** Всегда ли с увеличением толщины изоляции цилиндрической трубы тепловой поток через нее уменьшается? По какому условию выбирается изоляция трубы?

1.2.3. Конвективный теплообмен

1. Основные положения учения о конвективном теплообмене. Физическая сущность конвективного теплообмена. Уравнение Ньютона - Рихмана. Дифференциальные уравнения теплообмена; уравнение движения вязкой жидкости, уравнение теплопроводности для потока движущейся жидкости, уравнение теплоотдачи на границе потока и стенки, уравнение закона сохранения массы. Условия однозначности к дифференциальным уравнениям конвективного теплообмена.

2. Основы теории подобия и моделирования. Основные определения. Условия подобия физических явлений. Теоремы подобия. Критериальные уравнения, определяющие критерии. Метод моделирования. Физический смысл основных критериев подобия. Анализ размерностей. Понятие о математическом моделировании.

3. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости. Теплообмен при движении жидкости вдоль плоской поверхности; теплоотдача при ламинарном и турбулентном пограничном слое; расчетные уравнения. Теплоотдача при вынужденном течении жидкости в трубах. Расчетные уравнения. Теплоотдача при поперечном омывании одиночной круглой трубы. Теплоотдача при поперечном смывании пучков труб коридорно и шахматно расположенных. Расчетные уравнения.

4. Теплоотдача при свободном движении жидкости. Теплоотдача при свободном движении жидкости в неограниченном объеме, ламинарная и турбулентная конвекция у вертикальных поверхностей. Естественная конвекция у горизонтальных труб. Расчетные уравнения.

5. Теплообмен при изменении агрегатного состояния. Теплообмен при конденсации. Пленочная и капельная конденсации.

Теплообмен при кипении; механизм процессов теплообмена при пузырьковом и пленочном режимах кипения.

Расчетные уравнения для определения коэффициента теплоотдачи.

Методические указания.

Наиболее труден для исследования конвективный теплообмен. Действительно, для расчета передачи теплоты конвекцией необходимо знать числовые значения коэффициента теплоотдачи α для каждого конкретного случая, но α не является физической константой, так как этот коэффициент характеризует не отдельное тело, а тепловое взаимодействие двух тел: жидкости (или газа) и твердого тела. Поэтому α зависит от большого количества факторов. Система уравнений, определяющая конвективный теплообмен и, следовательно, позволяющая (в принципе) определить α, может быть решена только для ограниченного числа простейших случаев и то с определенными допущениями. Получение числовых значений α из эксперимента на натуре экономически нецелесообразно: необходимо провести громадное количество опытов, чтобы выяснить влияние на α каждого из действующих факторов, причем мы получим ответ лишь для частного случая исследуемого объекта. Дело осложняется еще и тем, что различные величины, от которых зависит α, часто связаны между собой; например, при изменении температуры меняется вязкость, теплоемкость, коэффициент теплопроводности и др. Выход из положения дает теория подобия. Она, во-первых, дает возможность проводить эксперименты не на натуре, а на модели, и результаты опытов на модели распространить на все подобные явления; во-вторых, основываясь на системе дифференциальных уравнений конвективного теплообмена, она четко определяет условия подобия

физических явлений и процессов. Обработка экспериментальных данных в критериальной форме позволяет выявить главные факторы, влияющие на величину α, и отбросить второстепенные. Рассматривая, например, вынужденное движение жидкости в трубе и считая температуру жидкости и стенки трубы различными, можно определить тепловой поток между ними. Для этого необходимо знать коэффициент теплоотдачи α. Желательно иметь данные по величине α не только для выбранной трубы, рода жидкости и ее скорости, но и для других условий. Это оказывается возможным с помощью теории подобия. Определяемый критерий Нуссельта Nu, в .который входит α (Nu = α*l*/λ), при вынужденном движении жидкости зависит в основном от двух параметров: критерия Рейнольдса Re == *wl/v,* определяющего характер движения жидкости, и критерия Прандтля Pr = *v*/*a*, определяющего физические свойства жидкости. Следовательно, Nu = *f* (Re, Pr). Замеряя величины, входящие в критерии, в серии опытов, получим таблицы, определяющие величину Nu (а следовательно, и α) в зависимости от значений Re и Pr. Результаты эти обычно представляют приближенно в виде степенной функции $Nu = cRe^mPr^n$

По формулам такого типа обычно и рассчитывают коэффициент теплоотдачи α. Студент должен четко уяснить физический смысл основных критериев (Рейнольдса, Прандтля, Грасгофа, Нуссельта) и применять при расчетах те критериальные зависимости, которые соответствуют конкретному виду задачи. Переходя к изучению отдельных видов теплообмена, а также конкретных задач, необходимо внимательно изучить те предположения и допущения, на базе которых строится их решение. Поэтому одной из основных задач студента при изучении этой темы является четкое усвоение ответов на следующие вопросы: 1. Каким образом (с помощью каких исходных аналитических зависимостей) находятся определяющие критерии? 2. Какой критериальной зависимостью следует воспользоваться для конкретного случая расчета коэффициента теплоотдачи α? (Для этого нужно определить характер движения — ламинарный или турбулентный и природу его возникновения — свободное или вынужденное.) 3. Каковы определяющий размер и определяющая температура? (За определяющую температуру при экспериментах выбирается или температура поверхности стенки, или средняя температура жидкости и стенки. На выбор той или иной температуры указывает соответствующий индекс у критериев.) 4. Находятся ли параметры задачи в интервале значений критериев, для которого справедлива выбранная формула?

Вопросы для самопроверки. 1. Сформулируйте основной закон теплоотдачи конвекцией. **2.** Какой критерий характеризует вынужденную конвекцию? **3.** Из каких уравнений выводятся критерии Re, Gr, Pr и Nu? **4.** Какой критерий характеризует свободную конвекцию? **5.** Что характеризует критерий Нуссельта? **6.** Что такое определяющая температура и определяющий размер? **7.** Почему при обтекании стенки жидкостью в непо-

средственной близости от поверхности стенки температурный градиент резко увеличивается? **8.** В чем особенности теплоотдачи при кипении воды и конденсации водяного пара? Какие режимы кипения вам известны?

1.2.4. Теплообмен излучением

Общие понятия и определения. Частоты теплового излучения, баланс лучистого теплообмена. Основные законы лучистого теплообмена. Теплообмен излучением между телами, разделенными прозрачной средой; коэффициент облученности: теплообмен излучением между телами, произвольно расположенными в пространстве. Защита от излучения. Излучение газов; лучистый теплообмен в топках и камерах сгорания.

Методические указания.

При изучении этой темы студент должен прежде всего уяснить принципиальное отличие теплообмена излучением от теплообмена теплопроводностью и конвекцией. В процессе теплообмена излучением осуществляется двойное превращение энергии — сначала тепловой энергии в энергию электромагнитного излучения, а затем энергии электромагнитного излучения в тепловую энергию. Поскольку тела поглощают лишь часть энергии электромагнитного излучения (частично отражая или пропуская ее через себя), основным вопросом при исследовании теплообмена излучением является вопрос о количественном соотношении между отраженной, поглощенной и пропущенной через тело энергиями. Действительно, при защите объектов от лучистой энергии на пути распространения ее нужно ставить экраны, максимально отражающие лучистую энергию. Наоборот, при необходимости получения максимального количества тепловой энергии за счет лучистой телу, воспринимающему лучистую энергию, нужно придать такие свойства, чтобы оно поглощало максимум ее (покрытие поверхности тела краской, шероховатость поверхности тела). И наконец, если требуется, чтобы максимум лучистой энергии пропускался через твердую стенку (например, свет), то выбирается стенка с соответствующими свойствами. Основные законы излучения и экспериментальные данные свойств отдельных тел позволяют решать конкретные задачи, связанные с лучистым теплообменом. Поэтому студенту необходимо четко усвоить законы Планка, Вина, Кирхгофа, Стефана — Больцмана, методику и границы их применения. Так как в практике, как правило, участвуют все виды теплообмена (теплопроводность, конвекция и излучение) совместно, то студент при решении тех или иных задач должен достаточно четко представлять себе: а) все ли виды теплообмена имеются в рассматриваемом случае? б) какой из видов теплообмена является преобладающим по сравнению с другими? в) можно ли пренебречь каким-либо видом теплообмена с целью упрощения решения задачи (без больших погрешностей)?

Вопросы для самопроверки. 1. Какие длины волн ограничивают видимые и какие — тепловые лучи? **2.** Что происходит с лучистой энергией, падающей на поверхность твердого тела? Что такое абсолютно черное, абсолютно белое и диатермическое тело? **3.** Что графически изображает закон Планка? Можно ли и как на этом графике показать излучательную способность тела? **4.** Сформулируйте закон смещения Вина и объясните его связь с законом Планка. **5.** О чем говорит закон Кирхгофа и каково его практическое применение? **6.** Сформулируйте закон Стефана — Больцмана и объясните его связь с законом Планка. **7.** Дайте определение абсолютно черного и серого тел, поглощательной способности и степени черноты. **8.** Докажите, что коэффициент поглощения серого тела равен его степени (коэффициенту) черноты. **9.** Что такое «эффективное излучение»? Чем оно отличается от собственного излучения? **10.** Для чего нужны экраны и какими свойствами они должны обладать? **11.** Как определяется лучистый поток между параллельными плоскими стенками и для тела, находящегося внутри другого полого тела? **12.** Что такое сплошной и селективный спектры излучения? У каких тел они наблюдаются? **13.** Каковы особенности излучения газов? **14.** Какие газы можно считать прозрачными для тепловых лучей? **15.** Как определяется степень (коэффициент) черноты газовой среды?

1.2.5. Теплопередача. Основы расчета теплообменных аппаратов

Теплопередача в теплообменниках. Основные схемы движения и теплообмена потоков теплоносителей. Теплоносители, их основные характеристики. Требования, предъявляемые к теплоносителям. Уравнения для теплового потока и средней разности температур любой схемы теплообмена; сложный теплообмен. Методы интенсификации теплопередачи. Назначение, классификация и схемы теплообменных аппаратов. Принцип расчета теплообменных аппаратов. Конструктивный и поверочный тепловые расчеты теплообменных аппаратов.

Методические указания.

При изучении этой темы студент должен обратить внимание на способы интенсификации теплообмена в теплообменниках, уметь анализировать влияние на коэффициент теплопередачи различных факторов и определять решающие из них. Усвоить методику вывода формулы среднего температурного напора для рекуперативных теплообменников, знать ограничения, допущенные при выводе ее, уметь рассчитывать теплообменники при различных схемах движения теплоносителей (противоток и прямоток), а также анализировать полученные результаты.

Вопросы для самопроверки. 1. Чем отличается теплопередача от теплоотдачи? **2.** Как по графику $t = f(\mathrm{R})$, где R — термическое сопротивление, определить температуру стенок? **3.** При $\alpha_1 >> \alpha_2$ какой из коэффици-

ентов теплоотдачи следует увеличить для увеличения коэффициента теплопередачи *K*? **4.** Какие виды теплообменных аппаратов вы знаете? **5.** Где применяют рекуперативные теплообменники? **6.** На основе каких исходных уравнений построено определение поверхности рекуперативных теплообменников? **7.** При каких предположениях выводятся формулы, определяющие среднелогарифмический температурный напор? **8.** Когда среднелогарифмический температурный напор можно заменить среднеарифметическим? **9.** Какие преимущества имеет противоточная схема теплообменника перед прямоточной? В каких случаях эти схемы эквивалентны?

2. КОНТРОЛЬНЫЕ ЗАДАНИЯ

2.1. Методические указания

К решению задач контрольного задания следует приступать после изучения соответствующего раздела курса и ознакомлением с ходом решения аналогичных задач по учебной литературе.

Студенты выполняют контрольные работы по 2 разделам «Техническая термодинамика» и «Теория теплообмена». По последней четной цифре личного шифра студента выполняются задачи № 1, 2. Задачи № 3,4 выполняются студентами, имеющими нечетную последнюю цифру личного шифра. Исходные данные к каждой задаче выбираются из соответствующих таблиц по последней и предпоследней цифре шифра.

При решении контрольных задач необходимо соблюдать следующие условия: а) выписывать условие задачи и исходные данные; б) решение задач сопровождать кратким пояснительным текстом, в котором указывать, какая величина определяется и по какой формуле, какие величины подставляются в формулу и откуда они берутся (из условия задачи, из справочника или были определены выше и т.д.); в) вычисления проводить в единицах СИ, показывать ход решения. После решения задачи нужно дать краткий анализ полученных результатов и сделать выводы. Всегда, если это возможно, нужно осуществлять контроль своих действий и оценивать достоверность полученных числовых данных.

2.2. Техническая термодинамика

Задача 1. Считая теплоемкость идеального газа зависящей от температуры, определить: параметры газа в начальном и конечном состояниях, изменение внутренней энергии, теплоту, участвующую в процессе, и работу расширения. Исходные данные, необходимые для решения задачи, выбрать из табл.2,1., зависимость величины теплоемкости от температуры приведена в приложении 1.

Таблица 2.1

Последняя цифра шифра	Процесс	t_1,°c	t_2,°c	Предпоследняя цифра шифра	Газ	P_1, МПа	m, кг
0	Изохорный	2400	400	0	O_2	1	2
1	Изобарный	2200	300	1	N_2	4	5
2	Адиабатный	2000	300	2	H_2	2	10
3	Изохорный	1800	500	3	N_2	3	4
4	Изобарный	1600	400	4	CO	5	6
5	Адиабатный	1700	100	5	CO_2	6	8
6	Изохорный	1900	200	6	N_2	8	3
7	Изобарный	2100	500	7	H_2	10	12
8	Адиабатный	2300	300	8	O_2	12	7
9	Изобарный	1500	100	9	CO	7	9

Задача 2. Для теоретического цикла ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении определить параметры рабочего тела (воздуха) в характерных точках цикла, подведенную и отведенную теплоту, работу и термический к.п.д. цикла, если начальное давление p_1 = 0,1 МПа, начальная температура t_1 = 27,°C, степень повышения давления в компрессоре π, температура газа перед турбиной t_3.

Таблица 2.2

Последняя цифра шифра	$\pi = \frac{P_2}{P_1}$	Предпоследняя цифра шифра	t_1,°c	G, кг/с	Последняя цифра шифра	$\pi = \frac{P_2}{P_1}$	Предпоследняя цифра шифра	t_1,°c	G, кг/с
0	6	0	700	35	5	7,5	5	725	60
1	6,5	1	725	25	6	7	6	750	70
2	7	2	750	30	7	6,5	7	775	80
3	7,5	3	775	40	8	6	8	800	90
4	8	4	700	50	9	7	9	825	100

Определить теоретическую мощность ГТУ при заданном расходе воздуха G. Дать схему и цикл установки в pv- и Ts-диаграммах. Данные для решения задачи выбрать из табл. 2. Теплоемкость воздуха принять не зависящей от температуры.

Задача 3. Провести термодинамический расчет поршневого двигателя, работающего по циклу Дизеля, если начальный удельный объем газа ν_1; степень сжатия $\varepsilon = \nu_1 / \nu_2$; начальная температура сжатия t_1; количество теп-

ла, подводимое в цикле q_1. Определить параметры состояния в крайних точках цикла. Энтальпию (h), внутреннюю энергию (U) определить относительно состояния газа при $T_0 = 0$ К, энтропию (S) — относительно состояния при условиях $T_0 = 273$ К, $P = 0{,}1$ МПа. Построить цикл в pv- и Ts-координатах. Для каждого процесса определить работу, количество подведенного и отведенного тепла, изменение внутренней энергии, энтальпию и энтропию. Определить работу цикла, термический КПД цикла. Рабочее тело - воздух, масса 1 кг. $R = 0{,}287$кДж/кг·К; $C_p = 1$кДж/кг·К. Данные к задаче выбрать из табл. 2.3.

Таблица 2.3

Последняя цифра шифра	$\varepsilon = \nu_1 / \nu_2$	Предпоследняя цифра шифра	Начальная температура сжатия, t_1,°с	q_1, кДж/кг
0	14	0	25	900
1	15	1	20	800
2	20	2	15	500
3	18	3	30	600
4	16	4	40	400
5	15	5	35	850
6	14	6	50	700
7	16	7	30	450
8	18	8	28	550
9	20	9	45	600

Задача 4. Определить конечное состояние газа, расширяющегося политропно от начального состояния с параметрами P_1, t_1, изменение внутренней энергии, количество подведенной теплоты, полученную работу, если задан показатель политропы (n), конечное давление P_2. Показать процесс в pv- и Ts-координатах. Исходные данные, необходимые для решения задачи, выбрать из табл. 2.4.

Таблица 2.4

Последняя цифра шифра	P_1, МПа	t_1,°с	P_2, МПа	n	Предпоследняя цифра шифра	Газ	m, кг
0	0,5	100	0,1	1,2	0	O_2	1

1	1	70	0,5	1,5	1	N_2	2
2	1,5	110	1,0	1,4	2	CO	3
3	2	120	1,5	1,1	3	N_2	4
4	2,5	80	0,5	1,3	4	H_2	5
5	3	90	1,2	1,2	5	O_2	6
6	3,5	130	1,5	1,4	6	CO_2	8
7	4	150	0,2	1,6	7	O_2	2
8	5	200	2	1,2	8	CO	5
9	6	250	3,5	1,5	9	N_2	3

2.3. Теория теплообмена

Задача 1. Плоская стальная стенка толщиной δ_1 (λ_1 = 40 Вт/м·К) с одной стороны омывается газами; при этом коэффициент теплоотдачи равен α_1. С другой стороны стенка изолирована от окружающего воздуха плотно прилегающей к ней пластиной толщиной δ_2 (λ_2 = 0,40 Вт/м·К). Коэффициент теплоотдачи от пластины к воздуху равен α_2. Определить тепловой поток q_1 Вт/м^2 и температуры t_1, t_2 и t_3 поверхностей стенок, если температура продуктов сгорания $t_г$, а воздуха - $t_в$. Данные для решения задачи выбрать из табл. 2.5.

Таблица2.5

Последняя цифра шифра	δ_1, мм	α_1, Вт/м^2·К	$t_г$,°с	Предпоследняя цифра шифра	δ_2, мм	α_2, Вт/м^2·К	$t_в$,°с
0	5	35	350	0	10	5	30
1	6	45	400	1	12	6	25
2	7	40	370	2	14	7	20
3	8	30	350	3	16	8	15
4	9	35	330	4	18	9	10
5	10	25	300	5	20	10	5
6	6	42	380	6	22	9	0
7	5	30	320	7	24	8	-5
8	3	34	400	8	26	6	-10
9	4	38	280	9	28	5	-20

Задача 2. Воздух течет внутри трубы, имея среднюю температуру $t_в$, давление p_1 = 1 МПа и скорость ω. Определить коэффициент теплоотдачи от трубы к воздуху (α_1), а также удельный тепловой поток, отнесенный к 1м длины трубы, если внутренний диаметр трубы d_1, толщина ее δ и теплопроводность λ_1 = 20 Вт/(м·К). Снаружи труба омывается горячими газами. Температура и коэффициент теплоотдачи горячих газов, омывающих трубу, соответственно равны $t_г$, α_2. Данные, необходимые для решения задачи выбрать из табл. 2.6. Физические параметры сухого воздуха для определения α_1 взять из приложения 2.

Таблица 2.6

Последняя цифра шифра	$t_г$,°с	α_2, Вт/м^2·К	ω, м/с	Предпоследняя цифра шифра	$t_в$,°с	d_1	δ
						мм	
0	500	20	10	0	150	70	3
1	550	20	9	1	200	80	5
2	600	40	6	2	130	60	4
3	650	50	8	3	100	40	3
4	700	40	10	4	150	20	2
5	750	60	12	5	200	50	3
6	800	50	14	6	250	80	5
7	780	40	16	7	200	60	4
8	740	30	18	8	150	40	3
9	520	20	20	9	100	20	2

Задача 3. Стальной трубопровод диаметром $d_1 / d_2 = \frac{100мм}{110мм}$ с коэффициентом теплопроводности λ_1 покрыт изоляцией в 2 слоя одинаковой толщины $\delta_2 = \delta_3 = 50$ мм., причем первый слой имеет коэффициент теплопроводности λ_2, второй λ_3.

Таблица2.7

Последняя цифра шифра	λ_1, Вт/м·К	λ_2, Вт/м·К	λ_3, Вт/м·К	Предпоследняя цифра шифра	t_1,°с	t_4,°с
0	50	0,06	0,12	0	250	50
1	30	0,03	0,06	1	300	100
2	40	0,08	0,16	2	400	200
3	60	0,10	0,20	3	350	150
4	45	0,04	0,14	4	500	120
5	20	0,01	0,15	5	450	90
6	50	0,05	0,12	6	380	60
7	40	0,02	0,08	7	280	50
8	45	0,06	0,10	8	550	20
9	35	0,04	0,15	9	200	70

Определить потери теплоты через изоляцию с 1 м. трубы, если температура внутренней поверхности t_1, а наружной поверхности изоляции t_4. Определить температуру на границе соприкосновения слоев t_3. Как изменится величина тепловых потерь с 1 м. трубопровода, если слой изоляции поменять местами, т.е. слой с большим коэффициентом λ наложить непосредственно на поверхность трубы? Данные выбрать из табл. 2.7.

Задача 4. Определить потери теплоты в единицу времени с 1 м. длины горизонтально расположенной цилиндрической трубы, охлаждаемой свободным потоком воздуха, если температура стенки трубы t_c, температу-

ра воздуха в помещении $t_в$, а диаметр трубы d. Степень черноты трубы E_c = 0,9. Данные, необходимые для решения задачи, выбрать из табл.2.8.

Таблица 2.8

Последняя цифра шифра	d, мм	Предпоследняя цифра шифра	t_c	$t_в$	Последняя цифра шифра	d, мм	Предпоследняя цифра шифра	t_c	$t_в$
			°c				°c		
0	220	0	150	15	5	270	5	100	20
1	230	1	140	20	6	300	6	190	15
2	210	2	130	25	7	320	7	180	10
3	240	3	120	35	8	340	8	170	5
4	250	4	110	25	9	360	9	160	0

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Средние изобарные мольные теплоемкости

t, °C	Воздух	Кисло-род O_2	Азот N_2	Водород H_2	Водяной пар H_2O	Окись угле-рода CO	Углекислый газ CO_2
0	29,073	29,274	29,115	28,617	33,499	29,123	35,860
100	29,153	29,538	29,144	29,935	33,741	29,178	38,112
200	29,299	29,931	29,228	29,073	34,188	29,303	40,059
300	29,521	30,400	29,383	29,123	34,575	29,517	41,755
400	29,789	30,878	29,601	29,186	35,090	29,789	43,250
500	30,095	3L334	29,864	29,249	35,630	30,099	44,573
600	30,405	31,761	30,149	29,316	36,195	30,426	45,758
700	30,723	32,150	30,451	29,408	36,789	30,752	46,813
800	31,028	32,502	30,748	29,517	37,392	31,070	47,763
900	31,321	32,825	31,037	29,647	38,008	31,376	48,617
1000	31,598	33,118	31,313	29,789	38,619	31,665	49,392
1200	32,109	33,633	31,828	30,107	39,825	32,192	50,740
1400	32,565	34,076	32,293	30,467	40,976	32,653	51,858
1600	32,967	34,474	32,699	30,832	42,056	33,051	52,800
1800	33,319	34,834	33,055	31,192	43,070	33,402	53,604
2000	33,641	35,169	33,373	31,548	43,995	33,708	54,290
2200	33,296	35,483	33,658	31,891	44,853	33,980	54,881
2400	34,185	35,785	33,909	32,222	45,645	34,223	55,391

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Физические параметры сухого воздуха при давлении 101,3 кПа

t, °C	10^2*λ, Вт/(м*К)	10^6*υ, $м^2/с$	*Pr*
0	2,44	13,28	0,707
100	3,21	23,13	0,688
200	3,94	34,85	0,680
300	4,60	48,33	0,674
400	5,21	63,09	0,678
500	5,75	79,38	0,687
600	6,23	96,89	0,699
700	6,71	115,4	0,706
800	7,19	134,8	0,713
900	7,64	155,1	0,717
1000	8,08	177,1	0,719

3. КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

Овладение тепловой энергией позволило человечеству совершить первую научно-техническую революцию и перейти в качественно новый этап своего развития — построить индустриальное общество. Без знания законов, управляющих переходом теплоты в другие формы энергии и распространением ее в пространстве, это было бы невозможно.

Первоначально термодинамика решала достаточно ограниченный круг задач, связанных с чисто практическими расчетами тепловых (в основном паровых) машин. Однако методы анализа процессов, основанные на двух фундаментальных законах природы — законе сохранения энергии и законе роста энтропии — оказались настолько эффективны, что термо-

динамика проникла во все сферы науки и техники. Это произошло усилиями многих выдающихся ученых: Н.-Л. С. Карно, В. Томсона (лорда Кельвина), М. Планка, Р. Майера, М. В. Ломоносова, Н. И. Белоконя и других.

Термодинамика изучает взаимные переходы различных видов энергии друг в друга, т. е. рисует энергетическую картину мира и тех сил, которые движут им. В термодинамике обычно применяют один из двух методологических подходов: статистический и феноменологический. При статистическом подходе рабочее тело (газ) рассматривается как совокупность большого числа микро частиц, характеристики которых, например энергия или скорость, могут быть описаны с помощью законов математической статистики. Эти характеристики для различного числа частиц будут различны, поэтому можно говорить о неких средних свойствах, описываемых с помощью нормального или иного распределения. При феноменологическом подходе микроструктура вещества вообще не учитывается. Поведение рабочего тела оценивают только по внешнему балансу, т.е. при подведении энергии извне наблюдают за внешними эффектами. В таком случае рабочее тело можно представить как «чёрный ящик», на вход которого поступает некий сигнал, а на выходе наблюдают ответную реакцию. Именно такой подход принят в технической термодинамике, что обусловило специфические особенности её применения в инженерной практике. Для оценки работы тепловых двигателей или холодильных машин можно не знать, состоит ли рабочее тело из молекул и атомов, или микроструктура вещества неизвестна. Второй раздел курса — теплопередача — описывает процессы обмена теплотой в трех основных ее формах: теплопроводность, конвекция, излучение. Как правило, три эти формы в технических процессах действуют совместно. Задача грамотного специалиста — выделить в каждом данном процессе преобладающую форму и провести теплотехнические расчёты по законам, описывающим именно эту форму теплообмена. При совместном действии двух или трёх форм теплообмена необходимо понимать взаимное внимание их друг на друга и учитывать это при анализе тепловых процессов.

Хорошее знание законов теплопередачи позволяет увеличить эффективность использования энергоресурсов, повысить культуру производства и снизить энергоёмкость производства.

Не только для каждого инженера, но и для любого грамотного человека знакомство с этими фундаментальными законами Природы является абсолютно необходимым.

Авторы выражают искреннюю благодарность Бахмат Марине Геннадьевне и Виктору Геннадьевичу за техническую помощь в подготовке работы к изданию.

3.1. ТЕРМОДИНАМИКА

3.1.1. Содержание и метод термодинамики

Термодинамика — наука, изучающая самые разнообразные явления природы, сопровождающиеся передачей или превращением энергии в различных физических, химических, механических и других процессах.

Как наука, термодинамика сложилась в середине XIX века в связи с развитием и использованием тепловых машин. Поэтому основное содержание термодинамики прошлого столетия — изучение свойств газов и паров, исследование циклов тепловых машин с точки зрения повышения их к.п.д.. В силу этого основным методом термодинамики XIX века был метод круговых процессов. С этим этапом развития термодинамики связаны имена ее основателей: С. Карно, Б. Клапейрона, Р. Майера, Д. Джоуля, В. Томпсона (Кельвина), Р. Клаузиуса, Г. И. Гесса и др.

В XX веке наиболее актуальной задачей становится разработка теории истечения паров и газов в связи с развитием паровых турбин. Исследуются термодинамические свойства паров, жидкостей, твердых тел. Появляются десятки уравнений состояния вещества, изучаются фазовые равновесия и фазовые превращения, ведется исследование электрических, магнитных процессов, лучистой энергии, химических реакций, термодинамики реальных тел. Указанные области исследований термодинамики связаны с именами Ван-дер-Ваальса, Дюгема, Г. Кирхгофа, М. Планка, Л. Больцмана, В. Гиббса, Н. С. Курнакова, М. П. Вукаловича, Н. И. Белоконя, В. А. Кириллина и др. ученых.

В настоящее время развитие термодинамики идет в области изучения реальных тел (сжатых газов, жидкостей, твердых тел), исследования дисперсных систем, химических процессов в сплавах и растворах, оптических явлений и космических процессов, развивается термодинамика биологических процессов и т. д.

Термодинамика — наука дедуктивная, определяющая свое содержание на базе математического развития нескольких исходных экспериментально установленных физических истин или законов, которые и носят поэтому название начал термодинамики.

Основу всех построений термодинамики составляют следующие ее постулаты:

I п о с т у л а т: Энергия изолированной системы сохраняет неизменную величину при всех изменениях, происходящих внутри данной системы. Невозможно построить двигатель, который мог бы совершать работу без заимствования энергии извне. Этот постулат является частным случаем общего абсолютного закона природы — закона сохранения и превращения энергии, а также основанием первого начала термодинамики.

II п о с т у л а т: Между телами и элементами тел, не находящимися в тепловом равновесии, невозможен одновременный самопроизвольный пе-

реход теплоты от тел более нагретых к телам менее нагретым и обратно. Невозможно одновременное превращение (полное) теплоты в работу и работы — в теплоту. Этот постулат является основанием второго начала термостатики — закона, утверждающего существование абсолютной температуры и энтропии тела и системы тел.

III постулат: Теплота самопроизвольно переходит от тел более нагретых к телам менее нагретым. Температура является единственной функцией состояния, определяющей направление самопроизвольных процессов. Этот постулат положен в основу второго начала термодинамики — принципа возрастания энтропии и указывает на неизменный рост энтропии изолированной системы.

3.1.2. Основные понятия термодинамики

Состояние любого вещества принято характеризовать величинами, которые в термодинамике называются **параметрами состояния**. Наиболее распространенные параметры состояния — плотность или удельный объем тела, давление, температура. Кроме этого, в термодинамике широко пользуются такими понятиями, как работа, теплота, масса, сила и т. д.

Масса тела (M) характеризует свойство его инертности, т. е. свойство тела сохранять приобретенное движение или состояние покоя. Массу тела определяют взвешиванием его на рычажных весах. Единица измерения массы — 1 кг.

Сила (F) — это векторная величина, равная произведению постоянной массы на ускорение, которое сообщает этой массе рассматриваемая сила. Единица измерения любой силы — ньютон (Н). Силу определяют с помощью пружинных весов.

Истинный вес (F) — это сила, равная произведению массы этого тела на истинное ускорение притяжения, действующее на эту массу:

$$F=M\cdot g. \qquad (3.1)$$

Стандартный вес (G) — это вес тела при некотором принятом (стандартном) ускорении притяжения g_n и определяется как результат взвешивания на рычажных весах при сопоставлении с эталоном (гирей):

$$G=g_n\cdot M_0, \qquad (3.2)$$

где M_0 — масса в состоянии покоя,

$g_n=9{,}8\cdot м/с^2$ [МКСС], $g_n=1$ [СИ].

Удельный объем (υ) — это величина отношения объема тела к его стандартному весу:

$$\upsilon=V/G=V/M_0\ (м^3/кг). \qquad (3.3)$$

Удельный вес (γ) — это отношение стандартного веса тела к его объему:

$$\gamma = G/V \ (\text{кг/м}^3); \qquad \gamma = 1/\upsilon. \tag{3.4}$$

Плотность (ρ) — есть масса единицы объема:

$$\rho = M/V \ [\text{кг/м}^3]; \qquad \rho = 1/\upsilon. \tag{3.5}$$

Соотношение удельного веса и плотности равно стандартному ускорению притяжения $\gamma/\rho = G/V \cdot V/M = g_n$. В системе СИ они совпадают, т. к. $g_n = 1$.

Часто в термодинамике используются понятия относительной плотности или относительного удельного веса $d = \Delta = \gamma/\gamma_0 = \rho/\rho_0$. Это отношение удельного веса или плотности рассматриваемого вещества (γ, ρ) к удельному весу или плотности стандартного вещества (γ_0, ρ_0) в определенных физических условиях. В качестве стандартного вещества обычно берется вода при t=+4°C и p=760 мм рт. ст. или воздух при 0°C и p=760 мм рт. ст.

Моль — количество вещества, стандартный вес которого численно равен его молекулярной массе (μ).

Удельный мольный вес ($\overline{G}$) — количество вещества в химии, равное отношению стандартного веса к его молекулярному весу:

$$\overline{G} = G/\mu. \tag{3.6}$$

Удельный мольный объем $(\overline{\upsilon})$— это объем моля вещества, который равен отношению объема тела к количеству вещества в молях:

$$\overline{\upsilon} = V/\overline{G} = (\mu/G)\cdot V = \mu\cdot\upsilon. \tag{3.7}$$

Давление (P) — это предел отношения нормальной составляющей силы к площади, на которую действует эта сила (рис. 3.1):

$$p = \lim_{f\to 0}(F_n/f) = (\partial F/\partial f)_n. \tag{3.8}$$

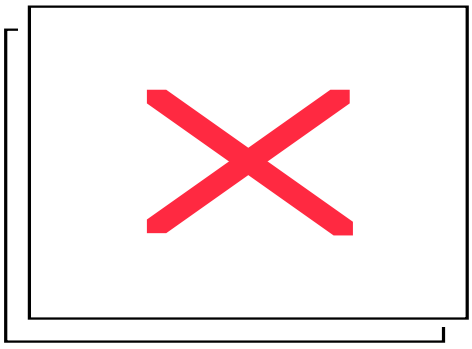


Рис. 3.1. К определению давления

Различают два вида приборов для измерения давления: приборы для измерения абсолютного давления $P_{абс}$ и приборы манометрического типа для измерения избыточного или манометрического давления ($P_{ман}=P_{изб}$) (рис. 3.2). Абсолютное давление

$$P_{абс} = P_{ман} + B_0 = B_0 \pm \gamma_F \cdot H, \tag{3.9}$$

где B_0 — барометрическое давление.

Единица измерения давления в системе СИ — паскаль [Па] = [Н/м^2]. Внесистемные единицы измерения: 1[кг/см^2] = 1[ат] = 10^4[кг/м^2] =10^4. 9,8 ≈ 10^5[Н/м^2] = 10 м вод. ст. = 735,66 мм рт. ст.

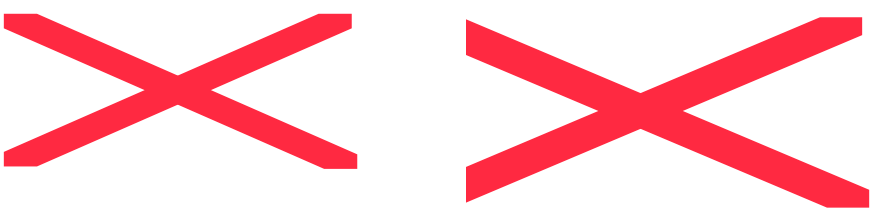


Рис. 3.2. К определению абсолютного и манометрического давлений

Температура — есть единственный параметр состояния вещества, определяющий направление самопроизвольного теплообмена между телами. Для любого тела существует функциональная зависимость между температурой и остальными параметрами, характеризующими состояние вещества.

В настоящее время используют различные температурные шкалы: Цельсия, Фаренгейта, Реомюра, Ренкина. Наиболее употребительной является **шкала Цельсия**, в которой интервал температур от точки плавления льда до точки кипения воды при атмосферном давлении разбит на 100 равных частей, называемых градусами (˚C). Особо важную роль в термодинамике играет **термодинамическая шкала температур**. Нуль этой шкалы называют абсолютным нулем, а деление шкалы — кельвинами (К). Связь между шкалой Кельвина (T) и Цельсия (t) устанавливается соотношением: T=t+273,16.

Внутренней энергией тела (U) называется полный запас энергии внутреннего состояния тела, изменяющийся в процессах теплообмена и выполнения работы, определяемый значением его внутреннего состояния. U измеряется в джоулях (Дж), удельная внутренняя энергия u — в (Дж/кг). Внутренняя энергия определяется в зависимости от температуры и деформационных координат системы: $U=U(t, x_1, x_2, \ldots, x_n)$.

Для простых тел внутренняя энергия — это функция только 2-х переменных, например, t и υ ($x_1=\upsilon$). Внутренняя энергия является функцией состояния системы, поэтому дифференциал внутренней энергии dU есть полный дифференциал функции состояния:

$$dU = \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial U}{\partial x_i} dx_i . \qquad (3.10)$$

Это сумма кинетической и потенциальной энергий в с е х микрочастиц, составляющих тело.

Потенциальная функция (PV) характеризует энергию внешнего положения системы, измеряется в джоулях (Дж) или, если записать для единицы массы (т. е. вместо полного объема (V) взять удельный (υ)), — Pυ (Дж/кг). Потенциальная функция по физическому смыслу представляет собой потенциальную энергию связи данного тела с окружающей средой при осуществлении этой связи исключительно через внешнее давление, т. е. это работа, затраченная для введения тела объемом V (υ) во внешнюю среду с давлением P, одинаковым во всех точках этой среды.

Энтальпия H=U+PV (Дж) или для единицы массы h=u+Pυ (Дж/кг) — полная энергия тела с учетом энергии внешнего (PV) и внутреннего (U) состояния системы. Устаревшее название энтальпии — теплосодержание.

Термодинамическая система или **тело** — это такая равновесная система, которая способна обмениваться с другими телами энергией и веществом.

Открытая термодинамическая система может обмениваться веществом с другими системами, а **закрытая** — не может.

Изолированная термодинамическая система — та, которая не может обмениваться энергией и веществом с другими системами.

Термодинамическое равновесие — такое состояние теплового, химического равновесия тела или системы, которое может сохраняться без внешнего воздействия как угодно долго. Характеризуется равенством параметров системы. Если хотя бы один из параметров системы меняется, то изменяется и состояние системы или, как принято говорить, осуществляется термодинамический процесс, представляющий собой непрерывную последовательность равновесных состояний.

Обратимый процесс — это процесс, который в условиях изолированной системы, т. е. без внешнего воздействия, допускает возврат системы в исходное состояние. Если направления прямого и обратного процессов совпадают, то процесс называют конфигуративным.

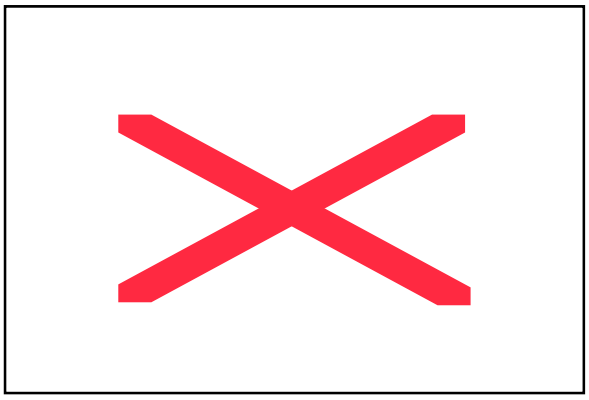


Рис. 3.3. Круговой процесс

Круговой процесс (цикл) характеризуется возвратом рабочего тела в исходное состояние (рис. 3.3). В этих процессах $\oint dZ = 0$, где Z=P, υ, t, U… и т. д., т. е. дифференциалы функций состояния — это полные дифференциалы кругового процесса. Такие процессы положены в основу тепловых машин.

Теплота есть энергия, не связанная с переносом вещества и совершением работы.

Теплообмен — форма передачи энергии от одних тел к другим путем теплопроводности, конвекции и излучения. Теплообмен между телами осуществляется только в условиях, когда тела имеют разную температуру.

Тело или система тел содержит только внутреннюю энергию. **Количество теплоты**, получаемое телом, зависит от вида процесса, от пути, по которому система переходит из одного состояния в другое. Поэтому элементарные количества теплоты рассматриваются как бесконечно малые величины, не являющиеся полными дифференциалами: δQ — элементарное количество теплоты, полученное телом; δq — элементарное количество теплоты, отнесенное к единице массы вещества.

$$\delta q = \delta Q / G. \qquad (3.11)$$

Знак δ указывает, что δQ и δq — неполный дифференциал. Количественные выражения теплоты имеют одинаковую единицу измерения с внутренней энергией — Дж и Дж/кг.

Работа.

Количественное выражение элементарной работы δL в общем виде определяется как произведение проекции F_s силы F на элементарное перемещение точки приложения силы (рис. 3.4).

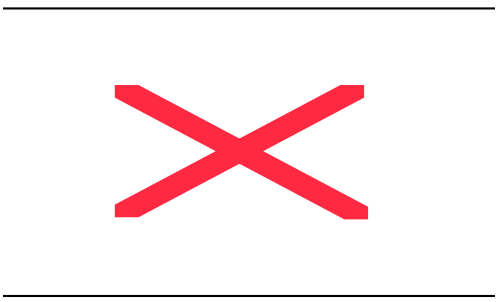


Рис. 3.4. Определение элементарной работы

$$\delta L = \lim_{s \to 0} F_s \cdot dS = F_s \cdot dS. \qquad (3.12)$$

Работа есть эффект перемещения силы, она зависит от вида процесса. Следовательно, выражение элементарной работы не является полным дифференциалом и знак δ как общий символ бесконечно малых величин указывает на это.

Рассмотрим работу в цилиндре поршневой машины. Элементарная работа сжимаемых тел определяется в зависимости от давления и изменения объема:

$$F_s = P \cdot f; \qquad dS = 1/f \cdot dV;$$
$$\delta L = F_s \cdot dS = P \cdot f \cdot (1/f) \cdot dV = P \cdot dV;$$
$$\delta L = P \cdot dV. \qquad (3.13)$$

Работу изменения объема называют **термодинамической работой** (рис. 3.5). Эта работа в P-V координатах определяется площадью, ограниченной линией процесса и координатами точек начала и конца процесса. Работа считается положительной ($L_{1,2}>0$), если система совершает ее над внешними телами, т. е. при $dV>0$, и отрицательной ($L_{1,2}<0$), если внешние тела совершают работу над системой, т. е. при $dV<0$ (рис. 3.6).

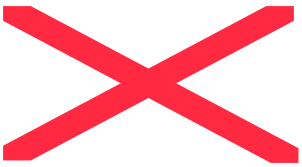


Рис. 3.5. Определение термодинамической

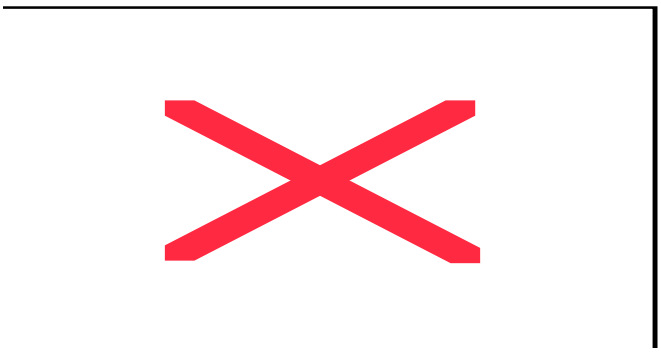


Рис. 3.6. Графическое изображение

работы термодинамической работы

Часто в термодинамике оперируют понятием удельной термодинамической работы, т. е. работы изменения объема, отнесенной к 1 кг:

$$\delta l = 1/G \cdot \delta L = 1/G \cdot P \cdot dV = P \cdot d\upsilon,$$

$$l_{1,2} = \int_1^2 P d\upsilon = P_m \int_1^2 d\upsilon = P_m (\upsilon_2 - \upsilon_1). \qquad (3.14)$$

Интегральное определение полной $L_{1,2}$ и удельной $l_{1,2}$ термодинамической работы возможно лишь при наличии уравнений связи между давлением и объемом: $\varphi(P, V)=0$; $\varphi(P, \upsilon)=0$.

Эффективная работа реального процесса (δL^*, δl^*) определяется как разность между обратимой работой изменения объема (δL, δl) и работой необратимых потерь (δL^{**}, δl^{**}).

$$\delta L^* = \delta L - \delta L^{**}; \qquad \delta l^* = \delta l - \delta l^{**}. \qquad (3.15)$$

Работа, потерянная в необратимых процессах, превращается в теплоту внутреннего теплообмена.

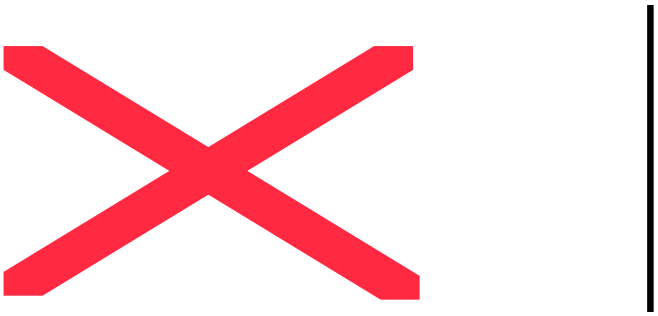


Рис. 3.7. К определению потенциальной работы

Потенциальная работа ($W_{1,2}$) — работа по обратимому перемещению жидкостей, паров и газов из области одного давления P_1 в область другого давления P_2. Слагаемые потенциальной работы по перемещению газа из области давления P_1 в область давления P_2 изображены на схеме 3.7.

Основные условные слагаемые потенциальной работы — это наполнение L_I, расширение (сжатие) L_{II} и выталкивание L_{III}.

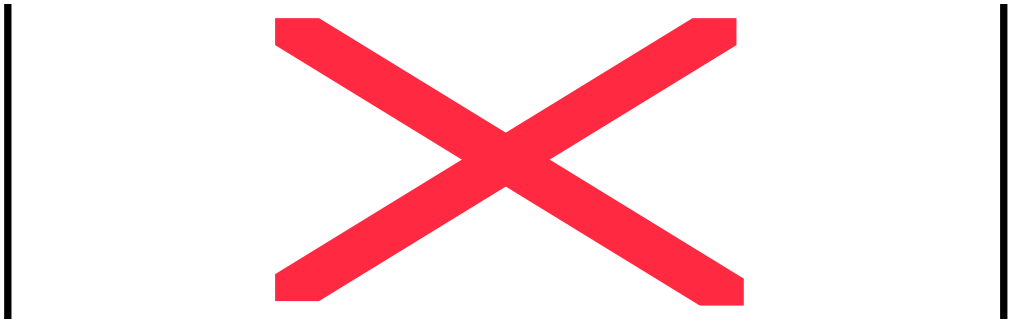


Рис. 3.8. Этапы совершения потенциальной работы

$$L_1 = \int_0^{V1} P \cdot dV = P_1 \int_0^{V1} dV = P_1 V_1; \qquad (3.16)$$

$$L_{II} = \int_1^2 P \cdot dV; \qquad L_{III} = \int_{V2}^0 P \cdot dV = P_2 \int_{V2}^0 dV = -P_2 \cdot V_2.$$

$$W_{1,2} = L_I + L_{II} + L_{III} = P_1 \cdot V_1 + \int_1^2 P \cdot dV - P_2 \cdot V_2 = \int_1^2 P \cdot dV - \int_1^2 d(P \cdot V) = -\int_1^2 V \cdot dP.$$

$$\delta W = -V \cdot dP. \qquad (3.17)$$

Элементарная удельная потенциальная работа:

$$\delta\omega = (1/G) \cdot \delta W = -\upsilon \cdot dP. \qquad (3.18)$$

Потенциальная работа имеет положительный знак при перемещении жидкости или газа из области большего давления в область меньшего давления ($P_1 > P_2$) и наоборот, т. е. при расширении положительна, при сжатии — отрицательна. Как и термодинамическая работа, потенциальная измеряется площадью в P-V координатах (рис. 3.8).

$$W_{1,2} = -\int_1^2 V dP = -V_m \int_1^2 dP = V_m (P_1 - P_2); \qquad (3.19)$$

аналогично, для удельной потенциальной работы:

$$\omega_{1,2} = -\int_1^2 \upsilon dP = -\upsilon_m \int_1^2 dP = \upsilon_m (P_1 - P_2). \qquad (3.20)$$

При вычислении интегральной величины потенциальной работы, как и при вычислении интегральной термодинамической работы, необходимо иметь уравнение процесса изменения состояния вещества φ (P, V)=0, или φ_1 (P, υ)=0 для удельной потенциальной работы.

Потенциальная работа δW, $\delta\omega$ — это сумма эффективной работы δW^* и работы необходимых потерь δW^{**}.

$\delta W = \delta W^* + \delta W^{**}$; соответственно, $\delta\omega = \delta\omega^* + \delta\omega^{**}$.

Потенциальная работа необратимых потерь δW* превращается в теплоту внутреннего теплообмена. Эффективная потенциальная работа δW*=δW–δW** непосредственно передается телам внешней системы δL_c* и используется для изменения внутренней энергии внешнего положения рабочего тела dE_{cz}.

$$\delta W^* = dE_c^* + dE_{cz}. \qquad (3.21)$$

3.1.3. Газовые смеси

Смесь представляет собой систему тел, химически не взаимодействующих между собой. Структура отдельных компонентов смеси в процессах смесеобразования и стабилизации смеси не изменяется.

Различают два основных способа задания смеси: весовыми (массовыми) и мольными (объемными) концентрациями.

Весовая (массовая) концентрация смеси m_i представляет собой отношение стандартного веса или массы компонента к стандартному весу или массе всей смеси:

$$m_i = g_i = \frac{G_i}{G} = \frac{M_i}{M}; \qquad G = \sum_{i=1}^{n} G_i; \qquad \sum_{i=1}^{n} G_i / G = 1.$$

Мольная (объемная) концентрация r_i есть величина отношения количества молей компонентов $\overline{G_i}$ к количеству молей смеси:

$$r_i = \overline{G_i} / G;$$

$$\overline{G} = \sum_{i=1}^{n} \overline{G_i}; \qquad \sum_{i=1}^{n} r_i = \sum_{i=1}^{n} \overline{G_i} / \overline{G} = 1.$$

Количество молей компонента $\overline{G_i} = G_i / \mu.$

Молекулярный (кажущийся) **вес смеси** равен в зависимости от способа задания смеси:

через объемные доли:

$$\mu_m = G / \overline{G} = 1 / \overline{G} \sum_{i=1}^{n} G_i = 1 / \overline{G} \sum_{i=1}^{n} \mu_i \cdot \overline{G_i} = \sum_{i=1}^{n} \mu_i \cdot \overline{G_i} / G = \sum_{i=1}^{n} \mu_i \cdot r_i; \qquad (3.22)$$

через массовые доли:

$$1 / \mu_m = \overline{G} / G = 1 / G \sum_{i=1}^{n} \overline{G_i} = 1 / \overline{G} \sum_{i=1}^{n} G_i / \mu_i = \sum_{i=1}^{n} 1 / \mu_i \cdot G_i / G = \sum_{i=1}^{n} m_i / \mu_i; \qquad (3.23)$$

$$\mu_m = \sum_{i=1}^{n} \mu_i \cdot r_i = 1 / \sum_{i=1}^{n} m_i / \mu_i = G / \overline{G}. \qquad (3.24)$$

Пересчет весовых и объемных концентраций можно осуществить из уравнения:

$$m_i / r_i = \mu_i / \mu_m; \qquad m_i / r_i = \mu_i / \mu_m = R_m / R_i,$$

где R_m — газовая постоянная смеси $R_m = \overline{R} / \mu_{m;}$

$$R_m = \sum_{i=1}^{n} R_i / m_i = 1 / \sum_{i=1}^{n} r_i / R_i.$$

Давление смеси представляет собой сумму давлений компонентов, входящих в смесь $P_m = \sum_{i=1}^{n} P_i$. Давление одного компонента устанавливается на основании закона Дальтона (закона диффузионного равновесия) $P_i = P_m \cdot r_i$, где P_i — парциальное давление газов, входящих в смесь.

3.1.4. Законы идеальных газов

Идеальным газом является газ, подчиняющийся уравнению Клапейрона при любых плотностях и давлениях.

1. Закон Бойля — Мариотта (1622 г.). Если температура газа постоянна, то давление газа и его удельный объем связаны зависимостью:

$$P_1 \upsilon_1 = P_2 \upsilon_2 = \text{idem}, \quad \text{или} \quad \upsilon_2 / \upsilon_1 = P_1 / P_2. \tag{3.25}$$

2. Закон Гей — Люссака (1802 г.). При постоянном давлении объем газа при нагревании изменяется прямо пропорционально повышению температуры:

$$\upsilon = \upsilon_0 (1 + \alpha t), \tag{3.26}$$

где υ — удельный объем газа при температуре t°C,

υ_0 — удельный объем газа при температуре t=0°C,

α — температурный коэффициент объемного расширения идеальных газов при t=0°C одинаковый для различных газов и сохраняющий одно и то же значение: $\alpha = 1/273{,}16 = 0{,}00366$ 1/°C.

3. Закон (уравнение) Клапейрона (1834 г.). Сопоставление законов Бойля — Мариотта и Гей — Люссака приводит к уравнению состояния идеальных газов:

$$\upsilon = \upsilon_0 (1 + \alpha t) = \text{const}/P = \alpha \cdot \text{const}/P(1/\alpha + t);$$
$$1/\alpha + t = T; \quad \alpha \cdot \text{const} = R; \quad T = 273{,}16 + t°C;$$
$$P\upsilon = RT; \quad PV = GRT = MRT, \tag{3.27}$$

где R — газовая постоянная идеального газа. Представляет собой удельную работу газа в изобарном процессе (P — idem) при изменении температуры газа на 1°C.

4. Закон Авогадро (1811 г.). Объем киломоля идеального газа ($\overline{\upsilon} = \mu \cdot \upsilon$) не зависит от его природы и вполне определяется параметрами физического состояния газа (P, t):

$$\overline{\upsilon} = f(\text{P, t}).$$

Объем 1 кмоля идеального газа в нормальных физических условиях (температура 0°С, давление 101,325 кПа)

$$\bar{\upsilon} = \mu \cdot \upsilon = 22{,}414 \quad м^3 / кмоль.$$

Уравнение Клапейрона для одного кмоля идеального газа имеет вид

$$\bar{\upsilon} = \mu \cdot \upsilon = \mu \cdot R,$$

тогда μR не зависит от природы газа и в силу этого называется **универсальной газовой постоянной**:

$$\bar{R} = \mu \cdot R = 8314 \ \ Дж/(кмоль \cdot К). \tag{3.28}$$

Удельные газовые постоянные газов R определяются по значению их молярной массы:

$$R = \bar{R} / \mu \ Дж/(кг \cdot К). \tag{3.29}$$

Таким образом, уравнение состояния идеального газа (уравнение Клапейрона) может быть записано в следующих видах:

для 1 кг газа $P\upsilon=RT$,
для G кг газа $PV=GRT$,
для 1 кмоля газа (**уравнение Клапейрона — Менделеева**)

$$P\bar{\upsilon} = \bar{R}T,$$

для $\bar{G}$ кмолей газа $$P\bar{V} = \bar{G}\bar{R}T. \tag{3.30}$$

3.1.5. Первое начало термодинамики

3.1.5.1. Первое начало термодинамики как математическое выражение закона сохранения энергии

Первое начало термодинамики — математическое выражение закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым процессам в его наиболее общей форме. Открытию закона сохранения и превращения энергии предшествовали многочисленные экспериментальные и теоретические исследования в области физики и химии, развитие принципа, исключающего построение вечного двигателя первого рода (1775 г.), открытие закона Гесса (1840 г.) и принципа эквивалентности (1842-1850 гг.) как завершающего этапа в открытии закона сохранения энергии.

Суть I начала термодинамики заключается в том, что работа может совершаться только за счет теплоты или какой-либо другой формы энергии. Внутренняя энергия системы является однозначной функцией ее состояния и изменяется только под влиянием внешних воздействий. При этом все возможные виды внешнего энергетического взаимодействия сводятся лишь к передаче теплоты и работы. Это значит, что изменение внутренней энергии тела или системы тел ($\Delta U=U_2-U_1$) равно алгебраической

сумме подведенных извне количеств теплоты $Q^*_{1,2}$ и внешней работы ($L^*_{1,2}$), выполненной телом в процессе.

$$U_2 - U_1 = Q^*_{1,2} - AL^*_{1,2}; \quad (3.31)$$

$$Q^*_{1,2} = U_2 - U_1 + AL^*_{1,2} \quad (3.32)$$

или в дифференциальной форме:

$$\delta Q^* = dU + A \cdot \delta L^*, \quad (3.33)$$

где А — тепловой эквивалент работы (далее его опускаем). А=1 Дж/(Н·м) в системе СИ; в МКСС А=1/427 ккал/(кг·м).

Уравнения первого начала термодинамики в приведенной форме называются уравнениями первого начала термодинамики по **внешнему балансу теплоты и работы**. Действительно, приведенные уравнения отражают только взаимодействие тел с окружающей системой. Они не учитывают и не отражают те необратимые потери, которые есть в реальных условиях взаимодействия тела с окружающей средой.

Внешняя (эффективная) работа δL^* определяется разностью термодинамической работы δL и необратимых потерь работы δL^{**}:

$$\delta L^* = \delta L - \delta L^{**}. \quad (3.34)$$

Потерянная в необратимых процессах работа δL^{**} полностью превращается в теплоту внутреннего теплообмена δQ^{**}, которая передается этому же телу или телам внешней системы

$$\delta L^{**} = \delta Q^{**} > 0. \quad (3.35)$$

Следовательно, полное количество теплоты δQ, полученное телом, будет определяться как сумма теплоты δQ^*, подведенной извне, и теплоты внутреннего теплообмена δQ^{**}:

$$\delta Q = \delta Q^* + \delta Q^{**}$$

или

$$\delta Q = \delta Q^* + \delta Q^{**} = dU + \delta L^* + \delta L^{**};$$

$$\delta L^* + \delta L^{**} = \delta L;$$

$$\delta Q = \delta Q^* + \delta Q^{**} = dU + \delta L. \quad (3.36)$$

Последнее уравнение называется уравнением **первого начала по балансу рабочего тела**. Оно может использоваться для анализа реальных процессов.

3.1.5.2. Первое начало термодинамики простого тела

Простым телом называют тело, состояние которого вполне определяется двумя независимыми переменными (P, υ; υ, t; P, t).

Для таких тел термодинамическая работа определяется как обратимая работа изменения объема:

$$\delta L = P \cdot dV; \qquad \delta l = \delta L / G = P \cdot d\upsilon.$$

При изучении процессов перемещения газов или жидкостей из области одного давления в область другого в расчеты вводится потенциальная работа:

$$\delta\omega = -\upsilon\cdot dP = P\cdot d\upsilon - d(P\upsilon).$$

I начало термодинамики **по балансу рабочего тела** для замкнутого пространства и единицы количества вещества запишется:

$$\delta q=\delta q^{*}+\delta q^{**}=dU+\delta l=dh+\delta\omega=dU+P\cdot d\upsilon=dh-\upsilon\cdot dP, \qquad (3.37)$$

где $h=U+P\cdot\upsilon$ — энтальпия (см. параграф 3.1.2).

По внешнему балансу теплоты и работы запишется:

$$Q^{*}_{1,2}=dU+\delta l^{*}=dh+\delta\omega^{*}. \qquad (3.38)$$

3.1.6. Понятие теплоёмкости

Теплоемкостью называется отношение количества тепла по балансу рабочего тела к изменению температуры этого тела в рассматриваемом процессе (z), включающем внешний и внутренний теплообмен.

$$C_Z = \frac{\delta q_Z}{dt} = \frac{\delta q_Z^{*} + \delta q_Z^{**}}{dt}\ Дж/(кг\cdot К). \qquad (3.39)$$

Величина q_z в уравнении зависит не только от интервала температур t_2 — t_1, но и от вида процесса подвода теплоты. Индекс z обозначает тот параметр, который сохраняется постоянным в данном процессе. В термодинамике обычно пользуются понятием теплоемкости при P=idem и υ=idem.

υ=idem $$C_V = \frac{\delta q_V}{dt} = \frac{dU + P\cdot d\upsilon}{dt} = \frac{dU}{dt} = \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)_V, \qquad (3.40)$$

P=idem $$C_P = \frac{\delta q_P}{dt} = \frac{dh - \upsilon\cdot dP}{dt} = \frac{dh}{dt} = \left(\frac{dh}{dt}\right)_P. \qquad (3.41)$$

Различают теплоемкость массовую, мольную и объемную:

массовая теплоемкость: C_z Дж/(кг·К);

мольная теплоемкость: $\overline{C_Z} = \mu\cdot C_Z$ Дж/(кмоль·К);

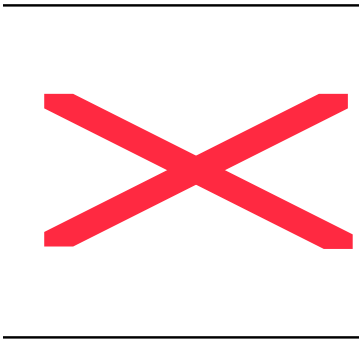
объемная теплоемкость: $C'_Z = C_Z\cdot P$ Дж/(м^3·К);

средняя теплоемкость: $C_{zm} = \frac{q_{12}}{t_2 - t_1} = \frac{1}{t_2 - t_1}\cdot\int_1^2 C_Z\,dt$

Если C_z является линейной функцией от температуры, то $C_z=a_0+a_1\cdot t_{ma}$, т. е. $C_{zm}=C_z(t_{ma})$.

Например, в (h, t) координатах при P=idem (рис. 3.9):

$$C_p=tg\varphi=\frac{dh}{dt}.$$



Средняя теплоемкость определяется из уравнения по таблицам средних теплоемкостей. Меньшие интервалы находятся методом интерполирования.

$$Cm_z\Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{Cm_z\Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - Cm_z\Big|_0^{t_1} \cdot t_1}{t_2 - t_1} \qquad (3.42)$$

Рис. 3.9. Определение массовой теплоемкости при постоянном давлении

Если теплоемкость не является линейной функцией от температуры, то осреднение производится известными методами Гаусса, Чебышева, Ньютона.

В случае смеси идеальных газов в расчетные соотношения термодинамики входит теплоемкость смеси.

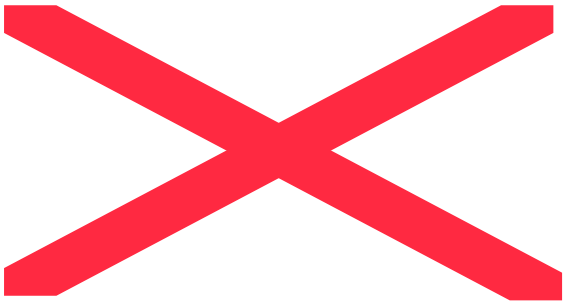


Рис. 3.10. Схемы смешения при постоянном объеме и давлении

Различают две схемы смешения: при V=idem и P=idem (рис. 3.10). При V=idem смешение осуществляется при неизменном уровне внутренней энергии, а при P=idem — при неизменном уровне энтальпии.

На основании I начала термодинамики определяется средняя температура смеси:

$$T_m = \frac{1}{\overline{C}_{zm}} \sum_{i=1}^{n} r_i \cdot \overline{C}_{zm_i} \cdot T_i = \frac{1}{C_{zm}} \sum_{i=1}^{n} m_i \cdot C_{zm_i} \cdot T_i ,$$

где $\overline{C}_{zm_i}, C_{zm_i}$ — средние мольные (объемные) и весовые теплоемкости компонентов в интервале температур (T_i — T_m) берутся из справочных таблиц;

$\overline{C}_{zm}, C_{zm}$ — средние мольные (объемные) и весовые теплоемкости смеси в том же интервале температур (T_i — T_m):

$$C_{zm} = \sum_{i=1}^{n} m_i \cdot C_{zm_i}; \quad \overline{C}_{zm} = \sum_{i=1}^{n} r_i \cdot \overline{C}_{zm_i} .$$

3.1.7. Первое начало термодинамики для идеальных газов

3.1.7.1. Закон Майера

Для идеальных газов справедливо утверждение, что внутренняя энергия U и энтальпия h являются функциями только одной температуры (закон Джоуля):

$$U=u(t); \qquad h=u+P\cdot\upsilon=u(t)+RT=h(t). \tag{3.43}$$

В этих условиях упрощаются выражения теплоемкости:

υ=idem $\qquad C_V=(\partial u/\partial t)_V=dU(t)/dt=C_V(t);$

P=idem $\qquad C_p=(\partial h/\partial t)_p=dh(t)/dt=C_p(t);$

$$dU=C_V\cdot dt; \quad dh=C_p\cdot dt.$$

Тогда первое начало термодинамики для идеального газа по балансу рабочего тела:

$$\delta q=\delta q^*+\delta q^{**}=C_V\cdot dt+P\cdot d\upsilon=C_p\cdot dt-\upsilon\cdot dP. \tag{3.44}$$

Из этого соотношения следует закон Майера, устанавливающий равенство между разностью теплоемкостей C_p и C_v и удельной газовой постоянной R.

$$C_P-C_V=\frac{P\cdot d\upsilon+\upsilon\cdot dP}{dt}=\frac{d(P\upsilon)}{dt}=\frac{d(RT)}{dt}=R;$$

$$C_p-C_V=R. \tag{3.45}$$

Для молярных теплоемкостей:

$$\overline{C}_P-\overline{C}_V=\mu\cdot R=\overline{R}; \qquad \overline{R}=8314 \quad \text{Дж/(кмоль·К)}.$$

3.1.7.2. Принцип существования энтропии идеального газа

Из уравнения первого начала термодинамики для идеального газа посредством деления правой и левой частей на абсолютную температуру T можно получить выражение для энтропии — новой функции состояния.

$$dS = \frac{\delta q}{T} = \frac{C_V}{T}dT + \frac{P\upsilon}{T}\cdot\frac{d\upsilon}{\upsilon} = \frac{C_P}{T}dT - \frac{P\upsilon}{T}\cdot\frac{dP}{P}; \quad P\upsilon = RT;$$

$$dS = \frac{\delta q}{T} = \frac{C_\upsilon(T)}{T}dT + R\frac{d\upsilon}{\upsilon} = \frac{C_p(T)}{T}dT - R\frac{dP}{P};$$

$$dS = \frac{\delta q}{T} = \frac{\delta q^* + \delta q^{**}}{T}; \quad \delta q = T\cdot dS. \tag{3.46}$$

В интегральной форме:

$$\Delta S = S - S_0 = C_{\upsilon m}\ln\frac{T}{T_0} + R\cdot\ln\frac{\upsilon}{\upsilon_0} = C_{pm}\ln\frac{T}{T_0} - R\cdot\ln\frac{P}{P_0}. \tag{3.47}$$

Начало отсчета функций состояния P_0, υ_0, T_0 совпадает с началом отсчета функций состояния (U, h), принимается при н. ф. у. (760 мм рт. ст. и 0°C) и по этим данным составляют таблицы природных газов.

3.1.8. Термодинамические процессы

3.1.8.1. Классификация термодинамических процессов

Термодинамическим процессом принято называть любое изменение системы в результате изменения одного или ряда определяющих ее параметров.

Уравнение процесса может быть задано условием о постоянном значении в этом процессе какой-либо функции состояния (например, U=idem, h=idem, P=idem, t=idem и т. п.) или условием о равенстве нулю какого-либо эффекта в этом термодинамическом процессе (например, δq=0; работа δ*l*=0 и т. п.). С помощью уравнений термодинамики можно изучать разнообразные процессы, при этом интерес представляет изображение процесса изменения состояния в P-υ координатах (рис. 3.11).

Простейшими процессами в термодинамике являются: изохорный (υ=idem), изобарный (P=idem), изопотенциальный (Pυ=idem). Обобщающим выражением этих процессов является уравнение политропы с постоянным показателем:

$$P\upsilon^n = C = idem; \qquad P^{1/n}\upsilon = \sqrt[n]{C} = C_1 = idem, \tag{3.48}$$

где n — показатель политропы, для данного процесса величина постоянная, но может иметь любые численные значения от $-\infty$ до $+\infty$;

C, C_1 — постоянные, характеризующие прохождение процесса через какую-либо точку диаграммы: начальную, конечную или промежуточную.

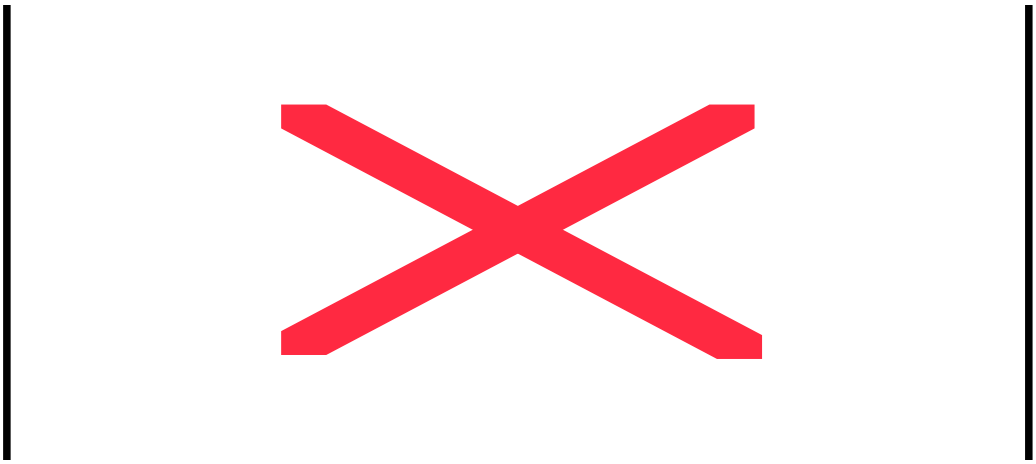


Рис. 3.11. Показатель политропы в P-υ и lg P-lg υ координатах

Политропный процесс — это, в принципе, любой процесс, где одновременно могут изменяться все параметры рабочего тела (P, υ, T), осуществляться подвод и отвод теплоты и т. п. Все остальные термодинамические процессы являются частными случаями политропного:

так, при n=0 P=idem (изобарный),
n=±∞ V=idem (изохорный),
n=1 Pυ=idem (изопотенциальный),
n=k $P\upsilon^k$=idem (адиабатный).

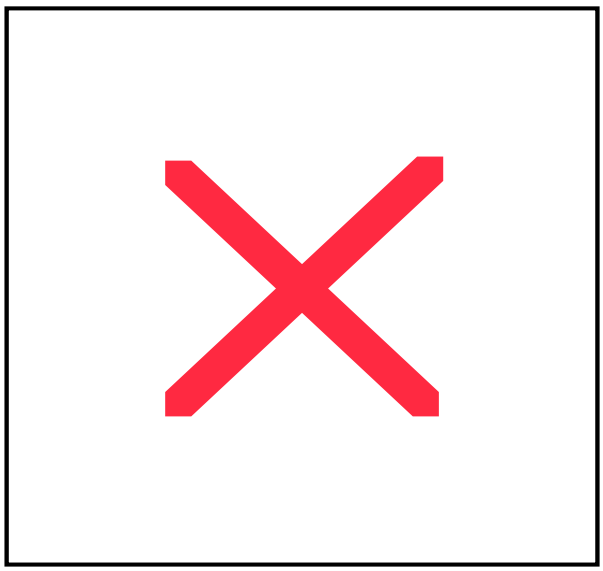


Рис. 3.12. Изображение политропных процессов в P-υ координатах

Физический смысл показателя политропы n определяется при дифференцировании исходного уравнения политропы с постоянным показателем:

$$\upsilon^n \cdot dP + n \cdot \upsilon^{n-1} \cdot P \cdot d\upsilon = 0,$$

$$-\upsilon \cdot dP = n \cdot P \cdot d\upsilon.$$

$$\delta\omega = n \cdot \delta l \rightarrow n = \delta\omega / \delta l;$$

в интегральной форме $n = \omega / l.$ (3.49)

Показатель политропы равен отношению работ процесса — потенциальной к термодинамической, а в логарифмических координатах $n = tg\alpha$. Процессы изменения состояния простых тел можно показать в зависимости от показателя политропы при $-\infty \le n \le +\infty$ (рис. 1.12).

3.1.8.2. Работа в термодинамических процессах

Величина работы определяется, исходя из уравнения этого процесса $\varphi(P\upsilon)=0$ и уравнения политропы с постоянным показателем.

$\delta\omega = -\upsilon \cdot dP$ $\quad$ $\delta l - \delta\omega = P \cdot d\upsilon + \upsilon \cdot dP = d(P\upsilon);$

$\delta l = P \cdot d\upsilon$ $\quad$ $n = \delta\omega / \delta l,$ тогда $\delta l(1-n) = d(P\upsilon);$

$$l_{1,2} = \frac{P_1 \cdot \upsilon_1 - P_2 \cdot \upsilon_2}{n-1}, \tag{3.50}$$

$$l_{1,2} = \frac{1}{n-1} P_1 \cdot \upsilon_1 \left(1 - \tau_{1,2}\right), \tag{3.51}$$

где $\tau_{1,2} = \dfrac{P_2 \cdot \upsilon_2}{P_1 \cdot \upsilon_1}$ — характеристика расширения (сжатия) — величина соотношения начального и конечного значений потенциальной функции.

Сопоставляя уравнения процесса, потенциальной функции и уравнение состояния, имеем:

$$P_1 \cdot \upsilon_1^n = P_2 \cdot \upsilon_2^n \quad ; \qquad \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^n \quad ; \qquad P \cdot \upsilon = R \cdot T \; ;$$

$$\frac{P_2 \cdot \upsilon_2}{P_1 \cdot \upsilon_1} = \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^{n-1}; \quad \frac{P_2 \cdot \upsilon_2}{P_1 \cdot \upsilon_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1}{n}-1}; \quad \frac{P_1 \cdot \upsilon_1}{P_2 \cdot \upsilon_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

тогда получим:

$$l_{1,2} = \frac{1}{n-1} P_1 \upsilon_1 \left(1 - \tau_{1,2}\right) = \frac{1}{n-1} P_1 \upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^{n-1}\right] = \frac{1}{n-1} P_1 \upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right] =$$

$$= \frac{1}{n-1} R\left(T_1 - T_2\right) = \frac{1}{n-1} R \cdot T_1 \left[1 - \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^{n-1}\right] = \frac{1}{n-1} R \cdot T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]. \tag{3.52}$$

Потенциальная работа $\omega_{1,2} = \dfrac{n}{n-1} l_{1,2}.$

Для изотермического процесса

Соотношения между парамет
зависимости термодинами

Наименование процесса	**Уравнение процесса**	**Показатель политропы**	**Связь между параметрами**	**Термодинамическая работа**
Политропный	PV^n=idem	$n = \frac{\omega}{l}$	$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^n$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1}$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}$	$l_{1,2} = \frac{P_1V_1 - P_2V_2}{R(T_1 - T_2)}$ $l_{1,2} = \frac{R(T_1 - T_2)}{n-1}$
Изобарный	P=idem	n = 0	$P_1 = P_2$ $\frac{T_2}{T} = \frac{V_2}{V_1}$	$l_{1,2} = R(T_2 - T_1)$ $l_{1,2} = P(V_2 - V_1)$
Изохорный	V=idem	n = ±∞	$V_1 = V_2$ $\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1}$	$l_{1,2} = 0$
Изотермический	PV =idem	n = 1	$T_1 = T_2$ $\frac{P_2}{P_1} = \frac{V_1}{V_2}$	$l_{1,2} = RT \ln \frac{V_1}{V_2}$ $l_{1,2} = RT \ln \frac{P_1}{P_2}$
Адиабатный	$PV^к$=idem	n = к= $\frac{C_{pm}}{C_{vm}}$	$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{K-1}$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}}$ $\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^K$	$l_{1,2} = \frac{P_1V_1 - P_2V_2}{R(T_1 - T_2)}$ $l_{1,2} = \frac{R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1}$

рами состояния, расчетные и проверочные ческих величин в процессах

Таблица 3.1.

Потенциальная работа	**Теплоемкость процесса**	**Количество тепла**	**Изменение энтропии**
$\omega_{1,2} = \frac{P_1V_1 - P_2V_2}{n-1}$ $\omega_{1,2} = \frac{nR(T_1 - T_2)}{n-1}$	$C_n = C_{vm}\ \frac{n-\kappa}{n-1}$	$q_{1,2} = \Delta U + Al_{1,2}$ $q_{1,2} = \Delta h + A\omega_{1,2}$ $q_{1,2} = C_n(T_2 - T_1)$	$\Delta S = C_{vm}\ \ln\frac{T_2}{T_1} + AR\ln\frac{V_2}{V_1}$ $\Delta S = C_{pm}\ \ln\frac{T_2}{T_1} - AR\ln\frac{P_2}{P_1}$ $\Delta S = \left(C_{vm} - \frac{AR}{n-1}\right)\ln\frac{T_2}{T_1}$ $\Delta S = C_n\ \ln\frac{T_2}{T_1}$
$\omega_{1,2} = 0$	C_{pm}	$q_{1,2} = \Delta U + Al_{1,2}$ $q_{1,2} = \Delta h = C_{pm}(T_2 - T_1)$	$\Delta S = C_{pm}\ \ln\frac{T_2}{T_1}$
$\omega_{1,2} = V(P_1 - P_2)$ $\omega_{1,2} = R(T_1 - T_2)$	C_{vm}	$q_{1,2} = \omega_{1,2} + \Delta h$ $q_{1,2} = T \cdot \Delta S$ $q_{1,2}=C_{vm}(T_2-T_1)$	$\Delta S = C_{vm}\ \ln\frac{T_2}{T_1}$
$\omega_{1,2} = l_{1,2}$	∞	$q_{1,2} = l_{1,2} = \omega_{1,2}$	$\Delta S = AR\ln\frac{V_2}{V_1}$ $\Delta S = AR\ln\frac{P_1}{P_2}$
$\omega_{1,2} = \frac{\kappa(P_1V_1 - P_2V_2}{\kappa-1}$ $\omega_{1,2} = \frac{\kappa R(T_1 - T_2)}{\kappa-1}$	0	$q_{1,2} = 0$	$\Delta S = 0$

$$l_{1,2} = \omega_{1,2} = \int_1^2 P \cdot d\upsilon = P_1\upsilon_1 \int_1^2 \frac{d\upsilon}{\upsilon} = P_1\upsilon_1 \ln\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = P_1\upsilon_1 \ln\frac{P_1}{P_2} = RT_1 \ln\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = RT_1 \ln\frac{P_1}{P_2}. \quad (3.53)$$

Соотношения между параметрами состояния, а также расчетные и проверочные зависимости термодинамических величин в процессах даны в табл. 3.1.

3.1.9. Круговые процессы (циклы)

3.1.9.1. Тепловые машины, понятие термического к.п.д., холодильного коэффициента

Тепловыми машинами в термодинамике называют тепловые двигатели и холодильные машины. Тепловым двигателем принято называть непрерывно действующую систему, осуществляющую прямые круговые процессы (циклы), в которых теплота превращается в работу. В холодильных машинах, работающих по обратному круговому циклу, за счет подводимой извне работы осуществляется перенос теплоты от тела с низшей температурой к телу с высшей температурой.

Круговыми процессами или **циклами** тепловых машин называют непрерывную последовательность термодинамических процессов, в результате которых рабочее тело возвращается в исходное состояние.

Прямой термодинамический цикл — когда к рабочему телу подводится большее количество теплоты при большей температуре и отводится меньшее количество теплоты при более низкой температуре, разность же этих теплот равна совершенной работе.

Обратный термодинамический цикл — когда к рабочему телу подводится меньшее количество теплоты при меньшей температуре, а отводится большее количество теплоты и при более высокой температуре, разность этих теплот равна затраченной работе.

Итоговое изменение любой функции состояния рабочего тела z в круговом процессе будет равно нулю.

$$\oint dz = \int_a^a dz = 0; \quad z = u; h; t; P\cdot\upsilon; P; \upsilon. \quad (3.54)$$

По внешнему балансу теплоты и работы из первого начала термодинамики для кругового цикла

$$\oint \delta Q^* = \oint dU + \oint \delta L^* = \oint \delta L^*. \quad (3.55)$$

В цикле теплового двигателя от «горячего источника» с температурой t_1 отбирается теплота Q_1^* (рис. 1.13). Холодному источнику с температурой t_2 отдается теплота Q_2^*, а разность этих теплот $Q_1^* - Q_2^*$ превращается в полезную работу $L^* > 0$. На пути 1 в 2 идет работа расширения газа,

определяемая площадью e1 в 2d при подводе Q_1* теплоты. На пути 2c1 идет работа сжатия, определяемая площадью e1c2d при отводе Q_2* теплоты. Площадь 1b2c характеризует работу L*, которая отдается внешнему потребителю. Работа расширения при этом всегда больше работы сжатия.



Рис. 3.13. Произвольные циклы тепловых машин в P-V координатах

Качественной характеристикой тепловых двигателей является **термический коэффициент полезного действия** η_t (отношение полученной работы к затраченному количеству тепла):

$$\eta_t = \frac{L^*}{Q_1^*} = \frac{Q_1^* - Q_2^*}{Q_1^*} = 1 - \frac{Q_2^*}{Q_1^*}. \qquad (3.56)$$

В цикле холодильной машины осуществляется перенос теплоты от источника низшей температуры t_2 к источнику высшей t_1. Циклы холодильных машин называют обратными, в отличие от циклов тепловых двигателей, которые называют прямыми.

Качественной характеристикой холодильных машин является **холодильный коэффициент** χ, определяемый как отношение количества теплоты, отводимой от источника низших температур Q_2*, к подведенной извне работы L*.

$$\chi = \frac{Q_2^*}{L^*} = \frac{Q_2^*}{Q_1^* - Q_2^*}. \qquad (3.57)$$

3.1.9.2. Цикл Карно

В 1824 г. французский инженер Карно, исследуя эффективность работы тепловых машин, предложил обратимый цикл, состоящий из 2-х адиабат и 2-х изотерм и осуществляемый между двумя источниками

постоянных температур — нагревателем T_1 и холодильником T_2 (рис. 3.14). В качестве рабочего тела используется идеальный газ.

В процессе 1-2 к рабочему телу с температурой T_1 подводится теплота от горячего источника, также имеющего температуру T_1. Рабочее тело (газ) расширяется, совершая полезную работу, например, перемещая поршень машины из точки 1 в точку 2. При этом температура на участке 1-2 все время остается неизменной за счет подвода теплоты, несмотря на величины объема и снижения давления. В точке 2 подвод теплоты к рабочему телу заканчивается и дальнейшее расширение рабочего тела осуществляется по адиабате 2-3, т. е. при полной тепловой изоляции рабочего тела от внешней среды. При этом температура рабочего тела снижается до T_2, равной температуре холодного источника. В точке 3 рабочее тело начинает сжиматься по изотерме T_2 (линия 3-4), причем при этом температура остается постоянной за счет отвода теплоты к холодному источнику. В точке 4 отвод теплоты прекращается и дальнейшее сжатие газа происходит по адиабате 4-1 с повышением температуры до T_1. В точке 1 цикл замыкается. Для холодильных машин, работающих по циклу Карно, расположение процессов аналогично рассмотренному, но направление самих процессов будет противоположно направлению процессов в цикле Карно для тепловых двигателей.



Рис. 3.14. Цикл Карно в P-V и T-S координатах

В T-S координатах цикл Карно изображается прямоугольником. При этом количество подведенной Q_1 и отведенной Q_2 теплоты изображается площадями a12ва и a43ва. Площадь прямоугольника 1234 характеризует получаемую в цикле работу:

$$|Q_1| = \int_1^2 T \cdot dS = T_1 \int_1^2 dS = T_1 (S_2 - S_1);$$

$$|Q_2| = \int_4^3 T \cdot dS = T_2 \int_4^3 dS = T_2 (S_3 - S_4),$$

т. к. в круговом процессе $\oint dS = 0$, $S_2 - S_1 = S_3 - S_4 = |\Delta S|$,

$$L = |Q_1| - |Q_2| = (T_1 - T_2)\cdot \Delta S \ ;$$

$$\eta_t = 1 - \frac{|Q_2|}{|Q_1|} = 1 - \frac{T_2|\Delta S|}{T_1|\Delta S|} = 1 - \frac{T_2}{T_1}\ ; \qquad (3.58)$$

$$\chi_t = \frac{|Q_2|}{|L|} = \frac{T_2|\Delta S|}{(T_1 - T_2)|\Delta S|} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}\ . \qquad (3.59)$$

Выводы

1. Повсюду, где есть разность температур, можно получить полезную механическую работу.

2. Теплоту нельзя полностью превратить в работу ни в каких реальных и идеально достижимых условиях, т. к. невозможно иметь T_2=0 (абсолютный нуль термодинамической шкалы недостижим).

3. К.п.д. цикла Карно не зависит от вида рабочего тела, а определяется соотношениями граничных температур процессов отвода и подвода теплоты.

4. Теплота может быть причиной полезной механической работы в том случае, когда она заставляет тела менять свой объем или форму.

3.1.10. Второе начало термодинамики

Наблюдения явлений природы показывают, что все процессы имеют необратимый характер, например: прямой теплообмен между телами, процессы прямого превращения работы в теплоту путем внешнего или внутреннего трения или электронагрева, диффузионные, дроссельные процессы. Обобщающим выражением наблюдаемых в природе явлений является принцип возрастания энтропии — второе начало термодинамики. Рассмотрим реальный процесс 1-2 (рис. 3.15) и разобьем его на элементарные циклы Карно, для которых

$$\eta = 1 - \frac{\delta Q_2^*}{\delta Q_1^*} < 1 - \frac{T_2}{T_1}\ ; \qquad \frac{(\delta Q_1^*)}{T_1} - \frac{(\delta Q_2^*)}{T_2} < 0\ ;$$

$$(\delta Q_2^*) = -\delta Q_2^*\ ; \qquad \frac{\delta Q_1^*}{T_1} + \frac{\delta Q_2^*}{T_2} < 0\ .$$

Для круговых процессов

$$\oint dZ = 0 \rightarrow dS_1^* + dS_2^* = 0\ ;$$

АВ обратимый $\rightarrow$ $dS_1^* = \frac{\delta Q_2^*}{T_2}$;

$$-dS_2^* + \frac{\delta Q_2^*}{T_2} < 0\ , \quad dS_2^* > \frac{\delta Q_2^*}{T_2}\ ,$$

т. е.

$$dS^* > \frac{\delta Q^*}{T} \qquad (3.60)$$

— второе начало термодинамики или принцип возрастания энтропии

$dS = dS^* + dS^{**} \geq \frac{\delta Q^*}{T}$, но $dS^* = \frac{\delta Q^*}{T}$, тогда $dS^{**} > 0$, или $dS^* \geq \frac{\delta Q^*}{T}$,

т. е. для изолированных систем энтропия всегда только возрастает.

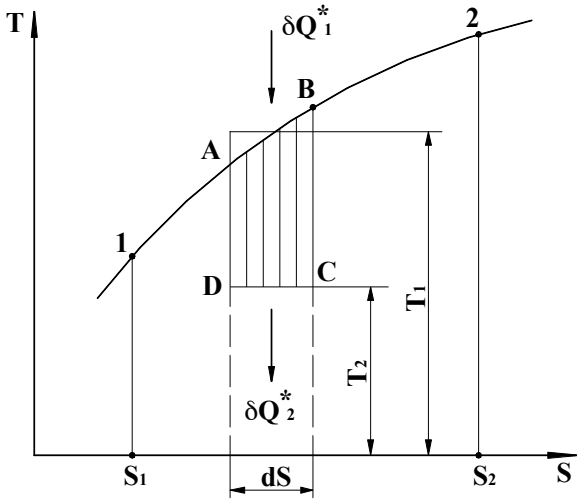


Рис. 3.15. К определению энтропии

3.1.11. Термодинамические циклы двигателей внутреннего сгорания

Термодинамическими циклами ДВС называются циклы, в которых процессы подвода и отвода тепла осуществляются на изобарах и изохорах (P=idem, V=idem), а процессы сжатия и расширения протекают адиабатически (δQ=0) при неизменном количестве рабочего тела на всех стадиях процесса. Различают три основных вида двигателей: а) поршневые; б) турбинные; в) реактивные.

В поршневых двигателях осуществляется рабочий процесс при непрерывном изменении объема; основным видом работы является термодинамическая. Основные рабочие процессы (сжатие, подвод теплоты, расширение) осуществляются последовательно в одном и том же заданном объеме. В турбинных двигателях эти процессы осуществляются одновременно, но в разных частях машины; основным видом работы является потенциальная.

Для обозначения наименований циклов первым символом для поршневых ДВС будет степень сжатия ε (для газотурбинных — соотношение давлений сжатия С), и вторым последующим символом — процессы, в которых осуществляется подвод теплоты (ε-V; C-P).

3.1.11.1. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

а) с подводом теплоты при V=idem (цикл Отто)

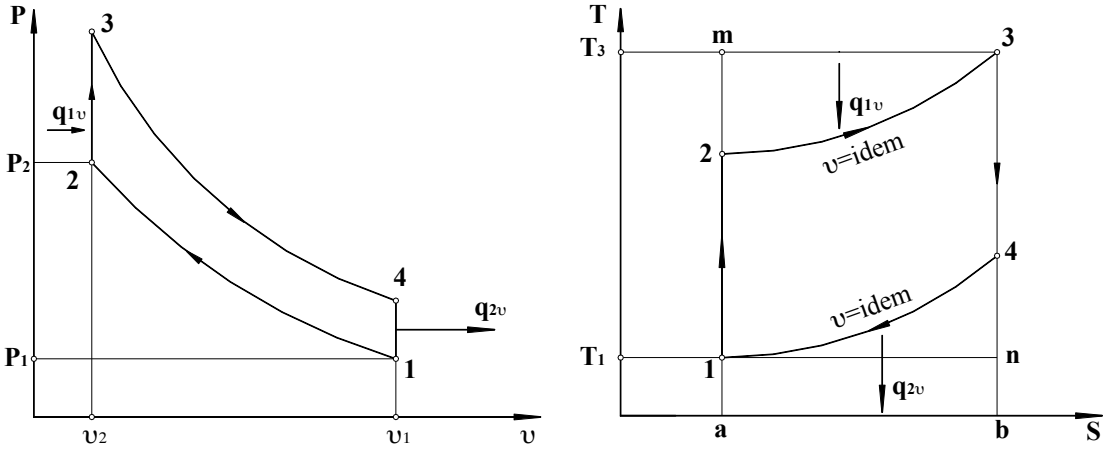


Рис. 3.16. Карбюраторные и газовые ДВС

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}; \qquad (3.61)$$

степень сжатия $\varepsilon = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}$; степень повышения давления $\lambda = \frac{P_3}{P_2}$ (рис. 3.16);

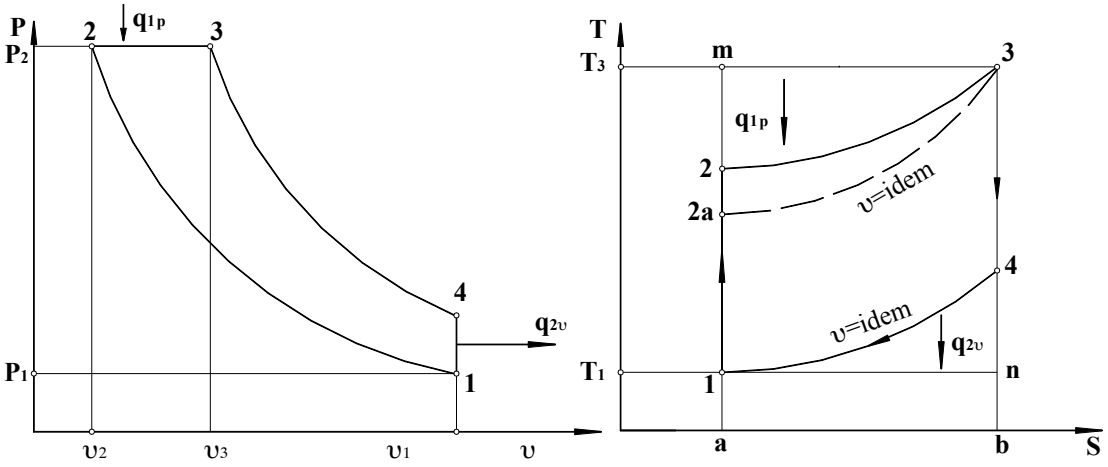


Рис. 3.17. Изображение цикла Дизеля

б) с подводом теплоты при P=idem (цикл Дизеля)

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^{k-1}}{k(\rho - 1)}; \qquad (3.62)$$

степень сжатия $\varepsilon = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}$; степень предварительного расширения $\rho = \frac{\upsilon_3}{\upsilon_2}$ (рис. 3.17);

в) цикл с комбинированным подводом теплоты (цикл Тринклера или Сабате)

2-3 υ=idem; 3-4 P=idem; 5-1 υ=idem (рис. 3.18);

$$\varepsilon = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}; \quad \lambda = \frac{P_3}{P_2}; \quad \rho = \frac{\upsilon_4}{\upsilon_3}; \quad \eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda\rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}. \qquad (3.63)$$

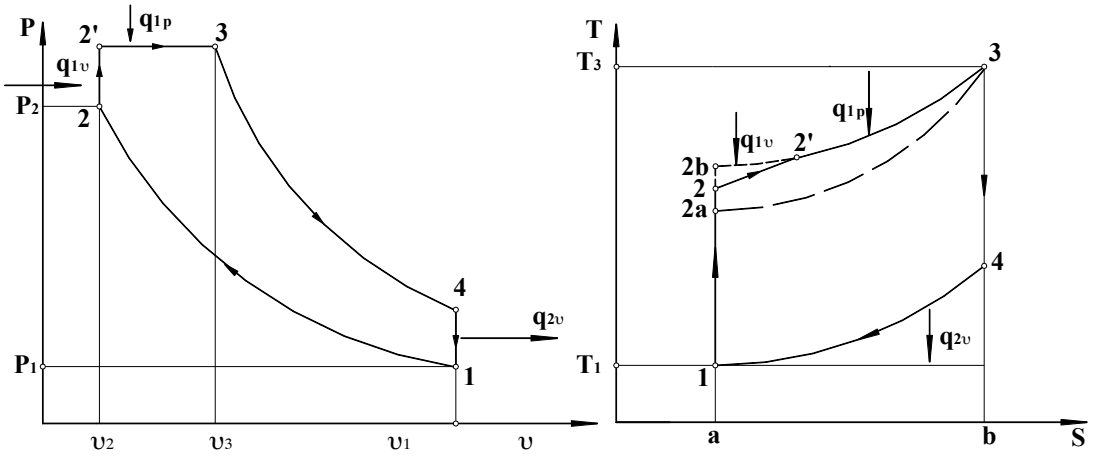


Рис. 3.18. Цикл Тринклера

3.1.11.2. Циклы газотурбинных установок

а) цикл с подводом теплоты при V=idem (цикл Гемфри)

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda^{\frac{1}{k}} - 1}{\lambda - 1}; \quad \lambda = \frac{P_3}{P_2} \text{ (рис. 3.19);} \qquad (3.64)$$

б) цикл с подводом теплоты при P=idem (цикл Брайтона)

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}; \quad \eta_t = 1 - \frac{1}{\lambda^{\frac{k-1}{k}}}; \quad \varepsilon = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}; \quad \lambda = \frac{P_2}{P_1} \text{ (рис. 1.20).} \qquad (3.65)$$

Сравнение циклов ГТУ при одинаковых значениях соотношений давлений сжатия в компрессоре и одинаковых температурах перед турбиной T_3 показывает, что термический к.п.д. цикла ГТУ при сгорании при V=idem несколько выше, чем к.п.д. цикла ГТУ со сгоранием при P=idem. Вместе с тем в реальных установках эффективность цикла ГТУ с подводом тепла при V=idem ниже, чем при P=idem из-за снижения к.п.д. турбины. Кроме того, такая схема предусматривает более сложную конструкцию камеры ГТУ. По указанным причинам ГТУ со сгоранием при V=idem не имеют широкого применения в технике.

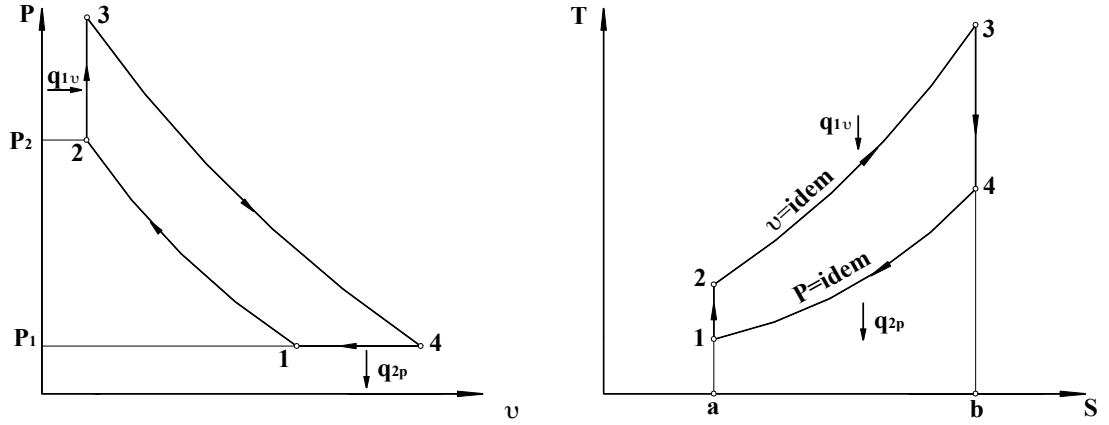


Рис. 3.19. Цикл Гемфри

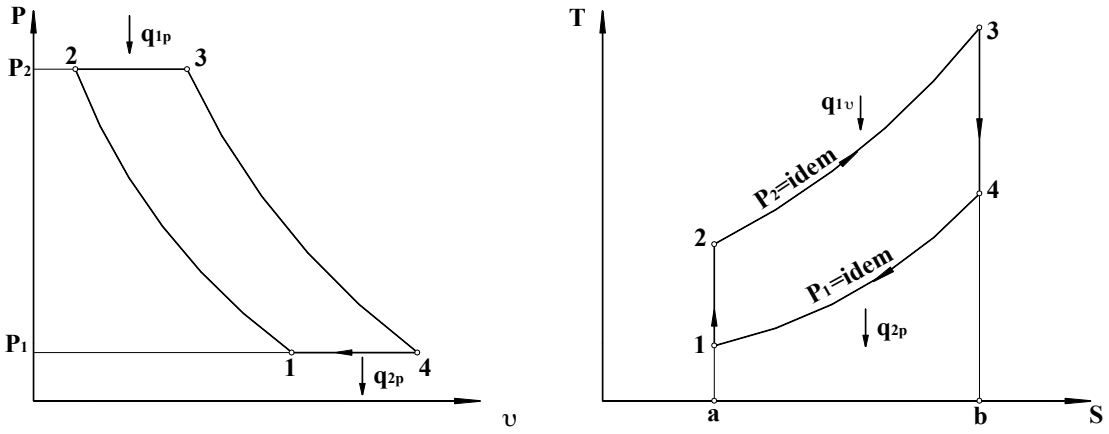


Рис. 3.20. Цикл Брайтона

Эффективность ГТУ простейшей схемы с подводом тепла при P=idem может быть повышена, если в цикле осуществить регенеративный подогрев воздуха, поступающего в камеру сгорания, за счет теплоты продуктов сгорания, выходящих из турбины. Такие ГТУ называются газотурбинными установками с регенерацией теплоты.

3.1.12. Типовые задачи к разделам курса «термодинамика»

3.1.12.1. Параметры, уравнение состояния идеального газа

Задача 1. Ртутный вакуумметр, присоединенный к сосуду с метаном CH_4, показывает разряжение 0,056 МПа. Атмосферное давление по ртутному барометру составляет 768 мм рт. ст. (0,102 МПа). Определить абсолютное давление в сосуде и плотность метана, если температура в сосуде равна 20°С. Показания вакуумметра и барометра приведены к температуре 0°С.

Решение. Абсолютное давление в сосуде определяется по формуле $P_{абс}=B_0-P_{вак}=0{,}102-0{,}056=0{,}046$ МПа. Плотность газа находим из уравнения состояния, предварительно определив газовую постоянную:

$$R=\frac{\overline{R}}{\mu}=\frac{8314}{16{,}04}=518\ Дж/(кг\cdot К);\quad PV=RT;$$

$$P\frac{1}{\rho}=RT\rightarrow\rho=\frac{1}{V}=\frac{P}{RT}=\frac{0{,}046\cdot10^6}{518\cdot(273+20)}=0{,}302\ кг/м^3.$$

Задача 2. Баллон с кислородом емкостью 20 л находится под давлением 1,0 МПа при t=15°С. После израсходования части кислорода давление понизилось до 0,76 МПа, а температура уменьшилась до 10°С. Определить массу израсходованного кислорода.

Решение. Из уравнения состояния PV=GRT находим, что до расходования кислорода его масса в баллоне была равна:

$$G_1=\frac{P_1\cdot V_1}{R\cdot T_1}=\frac{1{,}0\cdot10^6\cdot20\cdot10^{-3}}{259{,}8\cdot288}=0{,}267\ кг$$

$$R=\frac{\overline{R}}{\mu_{o_2}}=\frac{8314}{32}=259{,}8\ Дж/(кг\cdot К).$$

После израсходования части кислорода масса его в баллоне будет равна:

$$G_2=\frac{P_2\cdot V}{R\cdot T_2}=\frac{0{,}7\cdot10^6\cdot0{,}02}{259{,}8\cdot283}=0{,}207\ кг;$$

следовательно, расход кислорода составит:

$$\Delta G=G_1-G_2=0{,}267-0{,}207=0{,}06\ кг.$$

Задача 3. Определить удельный объем пропана (C_3H_8) как идеального газа при следующих условиях: температура газа t=20°С, манометрическое давление газа в баллоне 5,6 МПа, абсолютное давление газа в помещении равно 0,099 МПа.

Решение. Абсолютное давление газа в баллоне

$$P_{абс}=P_{ман}+B_0=5{,}6+0{,}099=5{,}699\ МПа;$$

удельная газовая постоянная пропана

$$R = \frac{\overline{R}}{\mu} = \frac{8314}{44{,}09} = 188{,}6\ Дж/(кг \cdot К);$$

абсолютная температура газа

$$T=273+20=293\ К;$$

удельный объем пропана в рассматриваемых условиях

$$V = \frac{RT}{P} = \frac{188{,}6 \cdot 293}{5{,}699 \cdot 10^6} = 0{,}0097\ м^3 / кг;$$

удельный молярный объем пропана при тех же условиях равен:

$$\overline{V} = \mu_{C_3H_8} \cdot V = 44{,}9 \cdot 0{,}0097 = 0{,}435\ м^3 / кмоль,$$

или, что то же самое:

$$\overline{V} = \frac{\overline{R}T}{P} = \frac{8314 \cdot 293}{5{,}699 \cdot 10^6} = 0{,}435\ м^3 / кмоль.$$

3.1.12.2. Газовые смеси

Задача 1. По данным анализа установлен следующий объемный состав природного газа: CH_4=96%; C_2H_6=3%; C_3H_8=0,3%; C_4H_{10}=0,2%; CO_2=0,1%; N_2=0,4%. Определить среднюю молекулярную массу природного газа (μ_m), плотность газа в нормальных условиях (ρ), массовые концентрации компонентов (m_i), их парциальные давления (P_i), средние теплоемкости (C_{pm}, C_{vm}) и показатель адиабаты.

Решение. Молекулярные массы составляющих смеси газов находим по данным физических характеристик компонентов газа из справочных таблиц:

$$\mu_{CH_4}=16{,}04; \quad \mu_{C_2H_6}=30{,}07; \quad \mu_{C_3H_8}=44{,}09;$$
$$\mu_{C_4H_{10}}=58{,}12; \quad \mu_{CO_2}=44{,}01; \quad \mu_{N_2}=28{,}02.$$

Молекулярная масса природного газа определяется по уравнению

$$\mu_m = \sum_{i=1}^{n} r_i \mu_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \frac{m_i}{\mu_i}};$$

где μ_i — молекулярная масса компонентов смеси;

r_i — молярная (объемная) концентрация компонентов смеси;

m_i — массовая концентрация компонентов смеси.

Так как в условии задачи дан объемный состав газа, то удобнее воспользоваться первым уравнением соотношения:

$$\mu_m = \sum_{i=1}^{n} r_i \mu_i = 0{,}96 \cdot 16{,}04 + 0{,}03 \cdot 30{,}07 + 0{,}003 \cdot 44{,}09 + 0{,}002 \cdot 58{,}12 +$$

+0,001·44,01+0,004·28,02=16,704 (кг/кмоль).

Плотность газа при нормальных условиях (0°С и 0,1 МПа) можно определить из уравнения Клапейрона PV=RT или из закона Авогадро, утверждающего, что удельный молярный объем газа в нормальных условиях- величина постоянная и равна:

$$\overline{V} = \mu_m \cdot V = \frac{\mu_m}{\rho} = 22{,}4\ м^3 / кмоль\ ;$$

$$\rho = \frac{\mu_в}{\overline{M}} = \frac{16{,}7}{22{,}4} = 0{,}745\ кг / м^3\ .$$

Из уравнения Клапейрона при t=0°С и Р=0,1 МПа

$$\rho = \frac{P}{RT} = \frac{0{,}1 \cdot 10^6}{497{,}7 \cdot 273{,}15} = 0{,}74\ кг / м^3\ ,$$

где $R = \dfrac{\overline{R}}{\mu_m} = \dfrac{8314}{16{,}70} = 497{,}7\ Дж/(кг \cdot К)$.

Массовые и объемные концентрации газа связаны между собой соотношением

$$\frac{m_i}{\mu_i} = \frac{r_i}{\mu_m}\ ,\ \text{отсюда}\ m_i = \frac{\mu_i}{\mu} r_i\ ,$$

следовательно, массовые концентрации отдельных компонентов смеси равны:

$$m_{CH_4} = \frac{\mu_{CH_4}}{\mu_m} r_{CH_4} = \frac{16{,}04}{16{,}07} 0{,}96 = 0{,}95\ ;$$

$$m_{C_2H_6} = \frac{\mu_{C_2H_6}}{\mu_m} r_{C_2H_6} = \frac{30{,}07}{16{,}07} 0{,}03 = 0{,}056\ ;$$

$$m_{C_3H_8} = \frac{\mu_{C_3H_8}}{\mu_m} r_{C_3H_8} = \frac{44{,}09}{16{,}07} 0{,}003 = 0{,}00823\ ;$$

$$m_{C_4H_{10}} = \frac{\mu_{C_4H_{10}}}{\mu_m} r_{C_4H_{10}} = \frac{58{,}12}{16{,}07} 0{,}002 = 0{,}00723\ ;$$

$$m_{N_2} = \frac{\mu_{N_2}}{\mu_m} r_{N_2} = \frac{28{,}02}{16{,}07} 0{,}004 = 0{,}00697\ ;$$

$$m_{CO_2} = \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_m} r_{CO_2} = \frac{44{,}01}{16{,}07} 0{,}001 = 0{,}002738\ .$$

Сумма массовых концентраций, как и молярных (объемных), равна единице:

$$\sum_{i=1}^{n} m_i = \sum_{i=1}^{n} r_i = 1\ .$$

Парциальные давления отдельных компонентов газа определяются по закону Дальтона из соотношения Pi=ri·P. Находим давление каждого компонента, входящего в смесь:

$$P_{CH_4} = r_{CH_4} \cdot P = 0{,}96 \cdot 0{,}1 = 0{,}096 \; МПа ,$$
$$P_{C_2H_6} = r_{C_2H_6} \cdot P = 0{,}03 \cdot 0{,}1 = 0{,}003 \; МПа ,$$
$$P_{C_3H_8} = r_{C_3H_8} \cdot P = 0{,}003 \cdot 0{,}1 = 0{,}0003 \; МПа ,$$
$$P_{C_4H_{10}} = r_{C_4H_{10}} \cdot P = 0{,}002 \cdot 0{,}1 = 0{,}0002 \; МПа ,$$
$$P_{CO_2} = r_{CO_2} \cdot P = 0{,}001 \cdot 0{,}1 = 0{,}0001 \; МПа ,$$
$$P_{N_2} = r_{N_2} \cdot P = 0{,}004 \cdot 0{,}1 = 0{,}0004 \; МПа .$$

Сумма парциальных давлений равна давлению смеси:

$$\sum_{i=1}^{n} P_i = P_{CH_4} + P_{C_2H_6} + P_{C_3H_8} + P_{C_4H_{10}} + P_{CO_2} + P_{N_2} = 0{,}1 \quad МПа .$$

Средняя теплоемкость смеси определяется по уравнениям:

массовая теплоемкость смеси: $C_{pm} = \sum_{i=1}^{n} m_i \cdot C_{pm_i}$;

молярная теплоемкость смеси: $\overline{C}_{pm} = \sum_{i=1}^{n} r_i \cdot \overline{C}_{pm_i}$,

где C_{pm_i} — массовая теплоемкость компонентов смеси при данной температуре;

$\overline{C}_{pm_i}$ — молярная теплоемкость компонентов смеси при данной температуре.

При температуре 0°С и давлении 0,1 МПа можно принять, что теплоемкость метана C_{PCH_4} = 2,17 кДж/(кг·К); этана $C_{PC_2H_6}$ = 1,65 кДж/(кг·К); пропана $C_{C_3H_8}$ = 1,56 кДж/(кг·К); бутана $C_{PC_4H_{10}}$ = 1,58 кДж/(кг·К); углекислого газа C_{PCO_2} = 0,815 кДж/(кг·К); азота C_{PN_2} = 1,039 кДж/(кг·К). Следовательно, массовая теплоемкость смеси при постоянном давлении равна:

$$C_{pm} = \sum_{i1}^{n} m_i C_{pm_i} = 0{,}95 \cdot 2{,}17 + 0{,}056 \cdot 1{,}65 + 0{,}008 \cdot 1{,}56 + 0{,}007 \cdot 1{,}58 +$$
$$+ 0{,}0027 \cdot 0{,}815 + 0{,}0069 \cdot 1{,}039 = 2{,}18 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Молярная теплоемкость смеси газов при постоянном давлении

$$\overline{C}_{pm} = \mu_m C_{pm} = 16{,}07 \cdot 2{,}18 = 35{,}11 \text{ кДж/(кмоль·К)}.$$

Из уравнения Майера $C_p - C_v = R$; $\left(\overline{C}_p - \overline{C}_v = \overline{R}\right)$ можно определить теплоемкость смеси при постоянном объеме:

$$C_v = C_p - R = 2{,}18 - 0{,}497 = 1{,}683 \text{ кДж/(кг·К)};$$
$$\overline{C}_v = \overline{C}_p - \overline{R} = 35{,}11 - 8{,}314 = 26{,}79 \text{ кДж/кг·К}.$$

Показатель адиабаты природного газа указанного состава (как идеального газа)

$$K = \frac{C_p}{C_v} = \frac{\overline{C}_p}{\overline{C}_v} = \frac{2{,}18}{1{,}68} = \frac{35{,}11}{26{,}79} = 1{,}30.$$

Задача 2. До какого давления необходимо сжать смесь газов, состоящую по весу из CO_2=12%, O_2=8%, N_2=80%, чтобы при температуре t=20°C ее плотность была 1,6 кг/м^3.

Решение. Находим молекулярную массу смеси через массовые концентрации компонентов смеси:

$$\mu_m = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \frac{m_i}{\mu_i}} = \frac{1}{\frac{m_{O_2}}{\mu_{O_2}} + \frac{m_{N_2}}{\mu_{N_2}} + \frac{m_{CO_2}}{\mu_{CO_2}}} = \frac{1}{\frac{0{,}08}{32} + \frac{0{,}8}{28} + \frac{0{,}12}{44}} = 29{,}6 \text{ кг/кмоль.}$$

Давление смеси определим из уравнения состояния $PV = RT = \frac{\overline{R}}{\mu} T$:

$$P = \frac{\overline{R}T}{\mu V} = \frac{\overline{R}T\rho}{\mu} = \frac{8314 \cdot 293 \cdot 1{,}6}{29{,}6} = 1{,}31 \cdot 10^5 = 0{,}13 \text{ МПа.}$$

Задача 3. Определить весовой состав газовой смеси, состоящей из углекислоты CO_2 и азота N_2, если известно, что парциальное давление углекислого газа P_{CO_2} =1,1 ат, а давление смеси равно 3 ат.

Решение. Определим парциальное давление азота:

$$P_N = P_m - P_{CO_2} = 3 - 1{,}1 = 1{,}9 \text{ ат.}$$

Объемная концентрация азота по закону Дальтона

$$r_i = \frac{P_i}{P_m}; \; r_N = \frac{P_N}{P_m} = \frac{1{,}9}{3} = 0{,}633.$$

Объемная концентрация углекислого газа

$$r_{CO_2} = 1 - 0{,}633 = 0{,}367.$$

Молекулярная масса смеси

$$\mu_m = \sum_{i=1}^{n} \mu_i r_i = \mu_{CO_2} r_{CO_2} + \mu_N r_N = 44 \cdot 0{,}367 + 28 \cdot 0{,}633 = 33{,}96 \text{ кг/кмоль.}$$

Используя соотношение $\mu_i/\mu_m = m_i/r_i$, определим весовую концентрацию азота и углекислого газа:

$$m_N = r_N \frac{\mu_N}{\mu_m} = 0{,}633 \frac{28}{33{,}96} = 0{,}52;$$

$$m_{CO_2} = r_{CO_2} \frac{\mu_{CO_2}}{\mu_m} = 0{,}367 \frac{44}{33{,}96} = 0{,}48.$$

Проверка: $\sum_{i=1}^{n} m_i = 1$; $\sum m_i = 0{,}52 + 0{,}48 = 1$.

3.1.12.3. Первое начало термодинамики

Задача 1. При движении природного газа по трубопроводу его параметры изменяются от t_1=50°С и P_1=5,5 МПа до t_2=20°С и P_2=3,1 МПа. Средняя молекулярная масса газа μ_m=16 кг/кмоль. Средняя теплоемкость газа C_{pm}=1,62 кДж/(кг·°С). Считая газ идеальным и принимая во внимание, что внешняя полезная работа на участке трубопровода равна нулю ($w^*_{1,2}$=0), определить удельную величину внешнего ($q^*_{1,2}$) и внутреннего ($q^*_{1,2}$) теплообмена.

Решение. Из уравнения первого начала термодинамики по внешнему балансу тепла и работы для потока в условиях, когда $w^*_{1,2}$=0, имеем

$$Q^*_{1,2}=i_2-i_1=C_{pm}(T_2-T_1)=C_{pm}(t_2-t_1)=1{,}62(50-20)=48{,}6 \text{ кДж/кг}.$$

Снижение давления газа в газопроводе с 5,5 МПа до 3,1 МПа вызывает внутренний теплообмен в трубе. Вся работа, связанная с падением давления, идет на необратимые потери. Величину этих потерь можно определить из уравнения изотермического процесса движения газа по газопроводу. Потенциальная работа изотермического процесса расширения (T_2=idem) определяется уравнением

$$w^{**}_{1,2} = -\int_1^2 V \cdot dP = -\int_1^2 P \cdot V \frac{dP}{P} = (P \cdot V)_m \ln \frac{P_1}{P_2};$$

$$PV = RT; \quad w^{**}_{1,2} = RT_m \ln \frac{P_1}{P_2};$$

средняя теплоемкость газа в газопроводе

$$T_m = \frac{T_{1+} + T_2}{2} = \frac{323{,}2 + 293{,}2}{2} = 313{,}2 \ K;$$

следовательно, внутренний теплообмен

$$q^{**}_{1,2} = w^{**}_{1,2} = RT_m \ln \frac{P_1}{P_2} = \frac{8314}{16} 313 \ln \frac{5{,}5}{3{,}1} = 93{,}2 \text{ кДж/кг}.$$

Приведенный теплообмен в трубопроводе

$$q_{1,2}=q^*_{1,2}+q^{**}_{1,2}=48{,}6+93{,}2=141{,}8 \text{ кДж/кг}.$$

Задача 2. 3 кг метана (CH_4) сжимаются при затрате работы 800 кДж. Внутренняя энергия при этом изменяется на 595 кДж. Молярная теплоемкость при постоянном объеме 26,5 кДж/(кмоль·К). Определить количество теплоты, разность температур и изменение энтальпии.

Решение. Количество тепла, отведенного при сжатии газа, определяется из уравнения первого начала термодинамики:

$$Q_{1,2}=\Delta U+L_{1,2}=595-800=-205 \text{ кДж}.$$

Изменение внутренней энергии М кг газа $\Delta U = MC_{vm}\Delta t = M\dfrac{\overline{C}_{vm}}{\mu}\Delta t$,

отсюда изменение температуры $\Delta t = \dfrac{\Delta U\cdot\mu}{M\overline{C}_{vm}} = \dfrac{595\cdot 16}{3\cdot 26{,}5} = 119{,}7^{\circ}C$.

Изменение энтальпии

$$\Delta h = C_{pm}M\Delta t = \frac{\left(\overline{C}_{vm}+\overline{R}\right)}{\mu}M\Delta t = \frac{\left(8{,}314+26{,}5\right)}{16{,}04}3\cdot 119{,}7 = 779 \text{ кДж}.$$

Задача 3. В газотурбинной установке (ГТУ) за сутки ее работы сожжено 38000 м^3 природного газа, имеющего теплоту сгорания $Q_{нр}$=56000 кДж/кг. Определить среднюю мощность ГТУ, если к.п.д. ее составил η=25%. Плотность газа в данном случае равна ρ=0,76 кг/м^3.

Решение. Массовый расход топливного газа за сутки по ГТУ равен: $G=\rho V=0{,}76\cdot 38\cdot 10^3=28880$ кг. Количество тепла, превращенного ГТУ в работу за сутки,

$$Q=G\cdot Q_{нр}\cdot\eta_t=28880\cdot 56000\cdot 0{,}25=4043\cdot 10^5 \text{ кДж}.$$

Эквивалентная этому количеству тепла работа в кВт·ч составит:

$$L = \frac{Q}{3600} = \frac{4043\cdot 10^5}{3600} = 112\cdot 10^3 \text{ кВт·ч}.$$

Средняя мощность ГТУ за сутки составит $N = \dfrac{112\cdot 10^3}{24} = 4667$ кВт.

3.1.12.4. Процессы изменения состояния вещества

Задача 1. 1 кг метана при постоянной температуре t_1=20°С и начальном давлении P_1=3,0 МПа сжимается до давления P_2=5,8 МПа. Определить удельный конечный объем, количество тепла, отводимого в процессе сжатия, и затрачиваемую работу.

Решение. По уравнению состояния находим удельный начальный объем газа, предварительно определив газовую постоянную метана:

$$R = \frac{\overline{R}}{\mu} = \frac{8314}{16{,}04} = 518{,}3 \text{ Дж/(кг·К)},$$

$$V_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{518{,}3\cdot 293}{3{,}0\cdot 10^6} = 0{,}0506 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Так как процесс сжатия газа по условию протекания изотермический (при постоянной температуре), когда n=1, $P_1V_1=P_2V_2$, то конечный объем газа

$$V_2 = V_1 \frac{P_1}{P_2} = 0{,}0506 \frac{3{,}0}{5{,}8} = 0{,}0262 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Работа, затрачиваемая на сжатие 1 кг газа, определяется из уравнения

$$w_{1,2} = l_{1,2} = RT \ln \frac{P_1}{P_2} = 518{,}3 \cdot 293 \cdot \ln \frac{3{,}0}{5{,}8} = -100{,}1 \cdot 10^3 = -100{,}1 \text{ кДж/кг}.$$

Количество теплоты, отводимой от газа, численно равно работе, затраченной на сжатие. Следовательно, q= –100,1 кДж/кг.

Задача 2. Метан массой 1 кг адиабатически расширяется от давления P_1=5,4 МПа и температуры 40°С до давления P_2=1 МПа. Найти конечный объем, температуру, потенциальную и термодинамическую работу, изменение внутренней энергии и энтальпии. Показатель адиабаты принять равным 1,4.

Решение. Начальный удельный объем находится из уравнения Клапейрона. Газовая постоянная R=518,3 Дж/(кг·К).

$$V_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{518{,}3 \cdot 313}{5{,}4 \cdot 10^6} = 0{,}030 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Для адиабатического процесса справедливы уравнения вида

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{K-1} = \frac{P_2 V_2}{P_1 V_1},$$

отсюда

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{K-1}{K}} = 313 \left(\frac{1{,}0}{5{,}4}\right)^{\frac{1{,}4-1}{1{,}4}} = 193{,}3 \text{ К}.$$

Конечный объем в процессе расширения равен:

$$V_2 = V_1 \left(\frac{1}{T_2}\right)^{\frac{1}{K-1}} = 0{,}03 \left(\frac{313}{193}\right)^{\frac{1}{0{,}4}} = 0{,}100 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Определение удельных значений работ производим следующим образом:
термодинамическая работа

$$l_{1,2} = \frac{1}{K-1} R\left(T_1 - T_2\right) = \frac{1}{1{,}4-1} 518{,}3\left(313 - 193\right) = 155490 \approx 155{,}4 \text{ кДж/кг};$$

потенциальная работа

$$w_{1,2} = K \cdot l_{1,2} = 1{,}4 \cdot 155{,}4 = 217{,}6 \text{ кДж/кг}.$$

Изменение внутренней энергии и энтальпии в обратимом адиабатическом процессе соответственно равно термодинамической и потенциальной работам:

$$q_{1,2} = 0; \qquad \Delta U_{1,2} = -l_{1,2} = -155{,}4 \text{ кДж/кг},$$

$\Delta h_{1,2}=-w_{1,2}=-217{,}6$ кДж/кг.

3.1.12.5. Термодинамические циклы

Задача 1. Определить параметры состояния (P, V, t) в крайних точках цикла ГТУ простейшей схемы, работающей при следующих исходных данных: начальное давление сжатия $P_1=0{,}1$ МПа; начальная температура $t_1=27°C$; степень повышения давления в компрессоре $\pi=7$; температура газа перед турбиной $t_3=700°C$. Определить для каждого процесса цикла работу, количество подведенного и отведенного тепла, изменение внутренней энергии, энтальпию и энтропию. Определить теоретическую мощность ГТУ при расходе воздуха G=35 кг/с, термический к.п.д. цикла. Рабочее тело — 1 кг воздуха (R=0,287 кДж/(кг·К); $C_p=1{,}004$ кДж/(кг·К); $C_v=C_p-R=0{,}717$ кДж/(кг·К)). Построить цикл в P-V и T-S координатах.

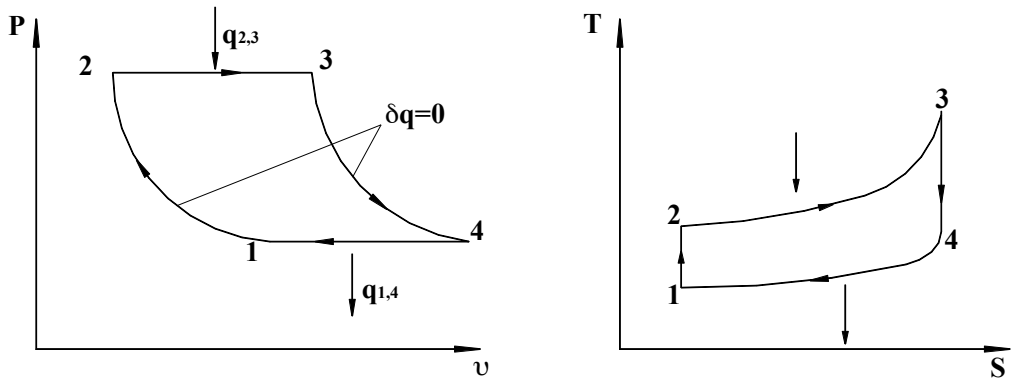


Рис. 3.21. Цикл ГТУ в P-V и T-S координатах (к задаче 1)

Решение.

1. Определение параметров состояния в крайних точках цикла.

Точка 1. Из уравнения состояния $V_1=\dfrac{RT_1}{P_1}=\dfrac{287\cdot 300}{0{,}1\cdot 10^6}=0{,}861$ м^3/кг.

Точка 2. $P_2=\pi P_1=7\cdot 0{,}1$ МПа, процесс 1-2 — адиабатное сжатие, поэтому $V_2=V_1\left(\dfrac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{K}}=0{,}861\cdot\left(\dfrac{0{,}1}{0{,}7}\right)^{\frac{1}{1{,}4}}=0{,}215$ м^3/кг.

$$P_2V_2=RT_2\rightarrow T_2=\frac{P_2V_2}{R}=\frac{0{,}7\cdot 10^6\cdot 0{,}215}{287}=523\text{ К}.$$

Точка 3. Процесс 2-3 изобарный, следовательно,

$P_2=P_3=0{,}7$ МПа;

$T_3=(700+273)=973$ К по заданию.

$$V_3=\frac{RT_3}{P_3}=\frac{287\cdot 973}{0{,}7\cdot 10^6}=0{,}399\text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 4. Процесс 4-1 изобарный, значит $P_4=P_1=0,1$ МПа. Процесс 3-4 адиабатный, поэтому V_4 можно определить из уравнения адиабаты:

$$V_4 = V_3\left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{\frac{1}{K}} = 0,399\left(\frac{0,7}{0,1}\right)^{\frac{1}{1,4}} = 1,6 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$T_4 = \frac{{}_4V_4}{R} = \frac{0,1\cdot 10^6 \cdot 1,6}{287} = 558 \text{ К}.$$

2. Определение работы, количества тепла, изменения внутренней энергии, изменения энтальпии и энтропии для каждого процесса цикла.

Процесс 1-2 (адиабатное сжатие $q_{1,2}=0$).

Термодинамическая работа

$$l_{1,2} = \frac{R}{K-1}(T_1 - T_2) = \frac{0,287}{1,4-1}(300-523) = -160 \text{ кДж/кг};$$

потенциальная работа

$$\omega_{1,2} = \frac{\kappa R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1} = \text{-}223,89 \text{ кДж/кг};$$

изменение внутренней энергии

$\Delta U_{1,2}=C_{vm}(T_2-T_1)=0,717(523-300)=160$ кДж/кг ; $\Delta U_{1,2}=-l_{1,2}$;

изменение внутренней энергии $\Delta S_{1,2}=0$;

изменение энтальпии $\Delta h_{1,2}=-w_{1,2}=223,89$ кДж/кг.

Процесс 2-3 (изобарный $P_2=P_3$).

$l_{2,3}=R(T_3-T_2)=0,287(973-523)=129$ кДж/кг;

$w_{2,3}=0$;

$\Delta U_{2,3}=C_{vm}(T_3-T_2)=0,717(973-523)=323$ кДж/кг;

$q_{2,3}=Cpm(T_3-T_2)=1,004(973-523)=452$ кДж/кг;

$$\Delta S_{2,3} = C_{pm}\ln\frac{T_3}{T_2} = 1,004\ln\frac{973}{523} = 0,623 \text{ кДж/кг};$$

$\Delta h_{2,3}=q_{2,3}=452$ кДж/кг.

Процесс 4-3 (адиабатное расширение).

$q_{3,4}=0$; $\Delta S_{3,4}=0$;

$$l_{3,4} = \frac{R}{K-1}(T_3 - T_4) = \frac{0,287}{0,4}(973-558) = 298 \text{ кДж/кг};$$

$l_{3,4}= -\Delta U_{3,4}= -298,0$ кДж/кг;

$$w_{3,4} = \frac{KR(T_3 - T_4)}{K-1} = \frac{1,4\cdot 0,287(973-558)}{0,4} = 416,86 \text{ кДж/кг}.$$

Процесс 4-1 (изобарный P=idem).

$w_{4,1}=0$;

$l_{4,1}=R(T_1-T_4)=0,287(300-558)=-74,05$ кДж/кг;

$$\Delta U_{4,1}=C_{vm}(T_1-T_4)=0{,}717(300-558)=-185 \text{ кДж/кг};$$

$$q_{4,1}=C_{pm}(T_1-T_4)=1{,}004(300-558)=-259 \text{ кДж/кг};$$

$$\Delta S_{4,1}=C_{pm}\ln\frac{T_1}{T_4}=1{,}004\ln\frac{300}{558}=-0{,}623 \text{ кДж/(кг·К)};$$

$$\Delta h_{4,1}=q_{4,1}=-259 \text{ кДж/кг}.$$

Данные вычислений по процессам сводим в таблицу результатов (см.)

Условия замыкания круговых циклов выполнены:

$$\sum_{i=1}^{n} l_i=\sum_{i=1}^{n} w_i=\sum_{i=1}^{n} q_i\ ;\quad \sum_{i=1}^{n}\Delta S_i=\sum_{i=1}^{n}\Delta U_i=\sum_{i=1}^{n}\Delta h_i=0.$$

Суммарная термодинамическая работа

$$\sum_{i=1}^{n} l_i=l_{1,2}+l_{2,3}+l_{3,4}+l_{4,1}=193 \text{ кДж/кг};$$

Таблица результатов вычислений по процессам

Процессы	***l (кДж/кг)***	***w (кДж/кг)***	***Δh (кДж/кг)***	***ΔU (кДж/кг)***	***q (кДж/кг)***	***ΔS (кДж/(кг·К))***
1-2	–160	–223,9	223,9	160	0	0
2-3	129	0	452	323	452	0,623
3-4	298	416,9	–416,9	–298	0	0
4-1	–74,05	0	–259	–185	–259	–0,623
Σ	**193**	**193**	**0**	**0**	**193**	**0**

$$\sum_{i=1}^{n} l_i=\sum_{i=1}^{n} w_i=\sum_{i=1}^{n} q_i=193 \text{ кДж/кг}.$$

Тепло в цикле, превращенное в полезную работу

$$q_{ц}=q_{2,3}-\left|q_{4,1}\right|=452-259=193\ .$$

Термический к.п.д. цикла

$$\eta_t=1-\frac{\left|q_{4,1}\right|}{q_{2,3}}=1-\frac{259}{452}=0{,}42;\quad \eta_t=42\%.$$

3. Построение цикла в P-V и T-S координатах.

Процессы, изображенные в P-V и T-S координатах, необходимо строить не менее чем по трем точкам. Для нахождения параметров промежуточных точек вначале надо принять произвольно значение одного како-

го-либо параметра таким образом, чтобы это значение находилось между его численными значениями в крайних точках процесса.

Последующий параметр определяется из уравнения, характеризующего данный процесс, составленного для одной (любой) из крайних точек процесса и для промежуточной точки. По найденным значениям строится цикл в координатах P-V и T-S. Масштаб выбирается произвольно, исходя из численных значений параметров.

Задача 2. 1 кг воздуха совершает цикл Карно в пределах температур t_1=627°C и t_3=27°C, причем наивысшее давление равно 6 МПа, а наинизшее составляет 0,1 МПа. Определить параметры состояния воздуха в характерных точках цикла, работу, количество подведенного и отведенного тепла, термический к.п.д..

Решение.

1. Находим параметры крайних точек цикла.

Точка 1. Удельный объем точки 1 находим по уравнению состояния:

$$V_1 = \frac{R_1 T_1}{P_1} = \frac{287 \cdot 900}{6 \cdot 10^6} = 0{,}043 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

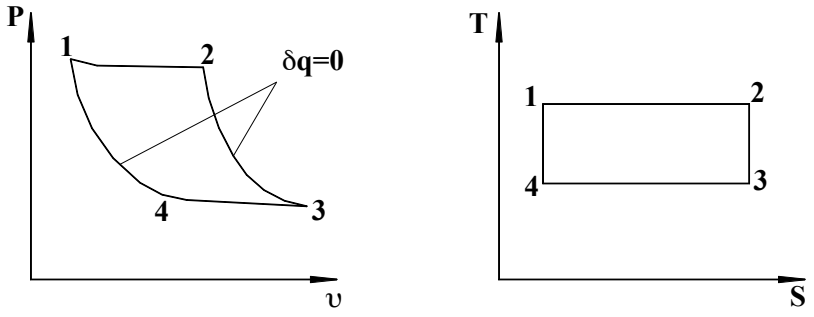


Рис. 3.22. Цикл Карно в P-V и T-S координатах (к задаче 2)

Точка 2. Процесс 1-2 изотермический (T=idem), поэтому T_1=T_2=900 К. Процесс 2-3 адиабатный ($q_{2,3}$=0), поэтому P_2 находим по уравнению адиабатного процесса:

$$\frac{P_2}{P_3} = \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{\frac{K}{K-1}}; \quad P_2 = P_3\left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{\frac{K}{K-1}} = 0{,}1\left(\frac{900}{300}\right)^{\frac{1{,}4}{0{,}4}} = 4{,}68 \text{ МПа};$$

из уравнения изотермы 1-2:

$$P_1 V_1 = P_2 V_2; \quad V_2 = \frac{P_1 V_1}{P_2} = \frac{6 \cdot 0{,}043}{4{,}68} = 0{,}055 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 3. Процесс 3-4 изотермический T_3=T_4=300 К.

$$P_3 = 0{,}1 \text{ МПа}; \quad V_3 = \frac{RT_3}{P_3} = \frac{287 \cdot 300}{0{,}1 \cdot 10^6} = 0{,}861 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 4. T_4=T_3=300 К. Из уравнения адиабаты (процесс 4-1)

$$\frac{P_1}{P_4}=\left(\frac{T_1}{T_4}\right)^{\frac{K}{K-1}};\quad P_4=\frac{P_1}{\left(\frac{T_1}{T_4}\right)^{\frac{K}{K-1}}}=\frac{6}{\left(\frac{900}{300}\right)^{\frac{1,4}{0,4}}}=0,128\ \text{МПа};$$

из уравнения изотермы 3-4

$$P_3V_3=P_4V_4\rightarrow V_4=\frac{P_3V_3}{P_4}=\frac{0,1\cdot 0,861}{0,128}=0,671\ \text{м}^3/\text{кг}.$$

2. Подведенное количество тепла (процесс 1-2)

$$q_{1,2}=RT_1\ln\frac{V_2}{V_1}=0,287\cdot 900\ln\frac{0,055}{0,043}=63,6\ \text{кДж/кг}.$$

3. Отведенное количество тепла (процесс 3-4)

$$q_{3,4}=RT_3\ln\frac{V_3}{V_4}=0,287\cdot 300\ln\frac{0,861}{0,671}=211,5\ \text{кДж/кг}.$$

4. Полезная работа цикла $l_0=q_{1,2}-q_{3,4}=69,6-21,5=42,1$ кДж/кг.

5. Термический к.п.д. цикла $\eta_t=\frac{l_0}{q_{1,2}}=\frac{42,1}{69,6}=0,662;\quad \eta_1=66,2\%.$

Задача 3. На рис. 1.23 показан процесс работы двигателя, в котором рабочим телом является сжатый воздух. Определить необходимый массовый расход воздуха, если теоретическая мощность воздушного двигателя 10 кВт. Начальные параметры воздуха: P_1=1 МПа, t_1=15°С. Процесс расширения воздуха принять политропным с показателем n=1,3. Конечное давление воздуха P_2=0,1 МПа.

Решение.

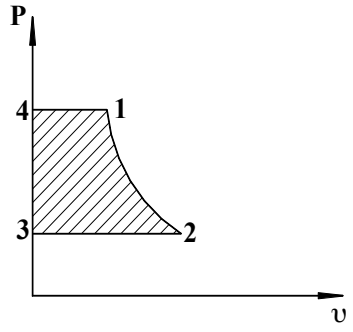


Рис. 3.23. Расширение в двигателе

1. Работа 1 кг сжатого воздуха в двигателе изображается площадью 1234, т. е.

$$l=\frac{n}{n-1}\left(P_1V_1-P_2V_2\right).$$

2. Значения удельных объемов V_1 и V_2 определяют из уравнений:

$$V_1=\frac{RT_1}{P_1}=\frac{287\cdot 288}{1\cdot 10^6}=0,0827\ \text{м}^3/\text{кг};$$

$$V_2=V_1\left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{n}}=0,0827\cdot 10^{\frac{1}{1,3}}=0,487\text{м}^3/\text{кг}.$$

Таким образом, $l=4,33\cdot 10^{6}\cdot\left(1\cdot 0,0827-0,1\cdot 0,487\right)=147176$ Дж/кг.

3. Массовый расход воздуха $M=\frac{3600\cdot 1000\cdot 10}{147176}=245$ кг/ч.

4.1.ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

4.1.1. Теплопередача, её предмет и метод, формы передачи теплоты

Наука, именуемая теплопередачей, изучает законы и формы распределения теплоты в пространстве. В отличие от термодинамики, которая имеет дело с **количеством** теплоты, теплопередача оперирует понятием **тепловой поток**, т. е. количеством тепла, отдаваемым или принимаемым телом в единицу времени. Если ни в одно из уравнений термодинамики время не входит, то в уравнениях теплопередачи время присутствует как в явной, так и в скрытой форме.

Под процессом переноса теплоты понимается обмен внутренней энергией между элементами системы в форме теплоты. Перенос теплоты осуществляется тремя основными видами — **теплопроводностью, конвекцией** и **тепловым излучением**, которые различаются между собой физической сущностью процесса переноса теплоты или, как говорят, механизмом теплообмена.

Теплопроводность представляет собой процесс переноса теплоты структурными частицами вещества — молекулами, атомами, электронами в процессе их теплового движения. Такой теплообмен может происходить в любых телах с неоднородным распределением температуры, но механизм переноса теплоты зависит от вида агрегатного состояния вещества. Таким образом, теплопроводность — это молекулярный процесс передачи тепловой энергии (теплоты). В жидких и твердых телах (диэлектриках) перенос теплоты осуществляется путем упругих волн. В газообразных телах распространение теплоты происходит посредством диффузии молекул и атомов, а также за счет обмена энергией при соударении молекул. В металлах распространение теплоты происходит в основном в результате диффузии свободных электронов и упругих колебаний кристаллической решетки, причем последнее имеет второстепенное значение.

Под **конвекцией** понимают процесс переноса тепловой энергии при перемещении объемов жидкости или газа в пространстве из области с одной температурой в область — с другой. При этом перенос теплоты неразрывно связан с переносом самой среды. Конвекция возможна только в текучей среде и всегда сопровождается теплопроводностью.

Теплообмен излучением связан с переносом энергии фотонов с помощью электромагнитных волн, возникающих в результате сложных молекулярных и атомных возмущений. Этот вид теплообмена осуществляется последовательно в три этапа: внутренняя энергия нагретого тела преобразуется в энергию излучения, которая распространяется в пространстве и, поглощаясь поверхностью, переходит во внутреннюю тепловую энергию холодного тела.

В природе и технике процессы распространения теплоты — теплопроводность, конвекция и тепловое излучение — как правило, протекают совместно, сопровождая друг друга. Например, процесс передачи теплоты от поверхности к омывающей жидкости происходит совместно теплопроводностью и конвекцией, т. е. это сложный процесс теплообмена, который называется конвективным теплообменом или теплоотдачей.

В цилиндре двигателя имеют место все три формы теплопередачи. Передача теплоты от рабочих газов к стенкам цилиндра происходит как излучением, так и путем конвективного теплообмена. Через стенки цилиндра теплота передается теплопроводностью. От наружных стенок втулки и крышки к охлаждающей жидкости и от наружных стенок днища поршня к охлаждающему маслу теплота передается конвективным теплообменом, при воздушном охлаждении этих деталей — теплоотдачей и излучением.

В радиаторах масла и циркуляционной системе охлаждающей жидкости теплота передается теплоотдачей и теплопроводностью; от наружных стенок радиатора к воздуху — теплоотдачей и излучением. В различных деталях ДВС в процессе их работы формируются температурные поля, зависящие от условий выделения тепловой энергии в виде потерь и от условий отвода этой энергии от деталей ДВС. Это оказывает существенное влияние на прочность деталей и их долговечность. Таким образом, тепловые режимы всех агрегатов и узлов автомобиля в конечном итоге оказывают существенное влияние на эксплуатационные характеристики автотранспорта.

Огромное значение процессы теплообмена имеют при бурении скважин, разработке месторождений, транспорте углеводородов и в других областях техники.

4.2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

4.2.1. Температурное поле

Процесс теплопроводности, как и другие виды теплообмена, может иметь место только при наличии разности температур, согласно второму закону термодинамики. В общем случае этот процесс сопровождается изменениями температуры как в пространстве, так и во времени. Поэтому исследование теплопроводности сводится к изучению пространственно-временного изменения температуры, т. е. к нахождению уравнения

$$t = f(x, y, z, \tau). \qquad (4.1)$$

Уравнение (4.1) представляет математическое выражение температурного поля, следовательно, **температурное поле** есть совокупность значений температуры во всех точках изучаемого пространства для каждого момента времени. Различают **стационарное** и **нестационарное** температурные поля. Уравнение (4.1) является записью наиболее общего вида

температурного поля, когда температура изменяется с течением времени и от одной точки к другой. Такое поле отвечает неустановившемуся тепловому режиму теплопроводности и носит название нестационарного (неустановившегося) температурного поля.

Если тепловой режим является установившимся, то температура в каждой точке пространства с течением времени остается неизменной и такое температурное поле называется стационарным (установившимся). В этом случае температура является функцией только координат и не зависит от времени:

$$t = f_1(x, y, z); \qquad \partial t/\partial \tau = 0. \tag{4.2}$$

Температурное поле, соответствующее уравнениям (4.1) и (4.2), является пространственным, так как температура является функцией трех координат, однако она может изменяться в зависимости от одной, двух или трех координат. В соответствии с этим различают одномерные, двухмерные и трехмерные температурные поля, как стационарные, так и нестационарные.

Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стационарного температурного поля:

$$t = f_2(x); \quad \partial t/\partial \tau = 0; \quad \partial t/\partial y = 0; \quad \partial t/\partial z = 0. \tag{4.3}$$

4.2.2. Температурный градиент

Температурное поле тела характеризуется серией изотермических поверхностей. Под **изотермической поверхностью** понимают геометрическое место точек температурного поля, имеющих одинаковую температуру. Изотермические поверхности не пересекаются, не обрываются внутри тела — они либо оканчиваются на поверхности тела, либо целиком располагаются внутри самого тела, замыкаясь сами на себя. Пересечение изотермических поверхностей плоскостью дает на этой плоскости семейство изотерм (рис. 4.1).

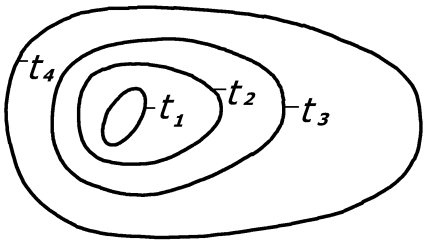


Рис. 4.1. Изотермы тела

По расположению изотерм тела можно оценить интенсивность изменения температуры в различных направлениях. На рис. 4.2 приведены изотермы, температуры которых отличаются на Δt.

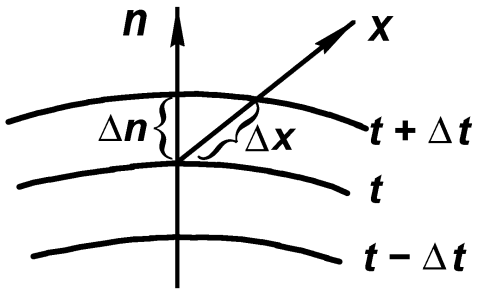


Рис. 4.2. К определению температурного градиента

Как видно из рис. 4.2, температура в теле изменяется только в направлениях, пересекающих изотермические поверхности, при этом интенсивность изменения температуры в каком-либо направлении характеризуется производной ∂t/∂x, принимающей наибольшее значение в направлении нормали к изотермической поверхности.

Возрастание температуры в направлении нормали к изотермической поверхности характеризуется градиентом температуры.

Градиент температуры есть вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и численно равный производной от температуры по этому направлению, т. е.:

$$\text{grad t} = \overset{\text{r}}{n}_0 \frac{\partial t}{\partial n}, \tag{4.4}$$

где $\overset{\text{r}}{n}_0$ — единичный вектор, нормальный к изотермической поверхности и направленный в сторону возрастания температуры.

4.2.3. Тепловой поток. Закон Фурье

Необходимым условием распространения теплоты является неравномерность распределения температуры в рассматриваемой среде, т. е. $\text{grad t} \neq 0$.

В 1807 г. французский математик Фурье высказал гипотезу о прямой пропорциональности вектора теплового потока градиенту температуры. Впоследствии эта гипотеза была экспериментально подтверждена и получила название закона Фурье. Согласно этому закону, полное количество теплоты Q_τ, прошедшее за время τ через изотермическую поверхность H, равно:

$$Q_\tau = -\int_0^\tau \int_H \lambda \frac{\partial t}{\partial n} dH \cdot d\tau, \text{ Дж}. \tag{4.5}$$

Количество теплоты, проходящее через произвольную изотермическую поверхность H в единицу времени, называется тепловым потоком:

$$Q = -\int_H \lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} dH \text{, Вт.} \qquad (4.6)$$

Количество теплоты, проходящее в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности, называется **плотностью теплового потока:**

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \text{, Вт/м}^2. \qquad (4.7)$$

Вектор плотности теплового потока направлен по нормали к изотермической поверхности, его положительное направление совпадает с направлением убывания температуры, так как теплота всегда распространяется от более горячих частей тела к холодным, согласно второму закону термодинамики. Таким образом, векторы $\dot{q}$, grad t лежат на одной прямой, но направлены в противоположные стороны, что и объясняет наличие знака «минус» в правых частях уравнений (4.5), (4.6) и (4.7).

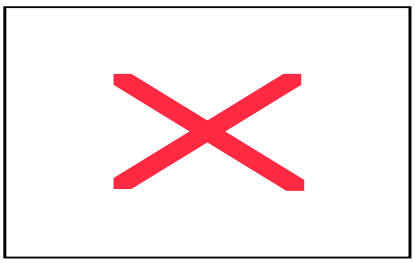


Рис. 4.3. Изотермы и линии теплового потока

Линии теплового потока дают наглядное представление о распространении теплоты в теле (рис. 4.3).

4.2.4. Коэффициент теплопроводности

Коэффициент теплопроводности является физическим параметром вещества, характеризующим его способность проводить теплоту. Из уравнения (4.7) следует, что коэффициент теплопроводности численно равен:

$$\lambda = \frac{\left|\vec{q}\right|}{\left|grad\ t\right|} \text{, Вт/(м·К);} \qquad (4.8)$$

его значение зависит от большого числа факторов $\lambda = f$(P, t, ρ, влажности, рода вещества и т. д.) и определяется в основном экспериментально.

Для чистых металлов величина λ изменяется в пределах от 20 до 410 Вт/(м·К). Самым теплопроводным металлом является серебро — λ = 410 Вт/(м·К), затем идут чистая медь — λ = 395 Вт/(м·К), золото — λ = 300 Вт/(м·К), алюминий — λ = 210 Вт/(м·К) и т. д.

В металлах носителем тепловой энергии являются свободные электроны. При повышении температуры тела вследствие усиления тепловых

неоднородностей рассеивание электронов увеличивается, что влечет за собой уменьшение коэффициента теплопроводности чистых металлов. При наличии разного рода примесей коэффициент теплопроводности металлов резко убывает. Последнее можно объяснить увеличением структурных неоднородностей, которые приводят к рассеиванию электронов. Так, для чистой меди λ = 395 Вт/(м·К), для той же меди со следами мышьяка λ = 142 Вт/(м·К).

В диэлектриках с повышением температуры коэффициент теплопроводности обычно увеличивается. Как правило, для материалов с большей объемной плотностью коэффициент теплопроводности имеет более высокое значение. Он зависит от структуры материала, его пористости и влажности.

Многие строительные и теплоизоляционные материалы имеют пористое строение (кирпич, бетон, керамзит, асбест, шлак и др.), и применение закона Фурье к таким телам является в известной мере условным. Наличие пор в материале не позволяет рассматривать такие тела как сплошную среду. Коэффициент теплопроводности порошкообразных и пористых тел сильно зависит от их объемной пористости. Например, при возрастании плотности ρ от 400 до 800 кг/м^3 коэффициент теплопроводности асбеста увеличивается от 0,105 до 0,248 Вт/(м·К). Такое влияние плотности на коэффициент теплопроводности объясняется тем, что теплопроводность заполняющего поры воздуха значительно меньше, чем твердых компонентов пористого материала.

Коэффициент теплопроводности пористых материалов сильно зависит также от влажности. Для влажного материала коэффициент теплопроводности значительно больше, чем для сухого материала и воды в отдельности. Например, для сухого кирпича λ = 0,35, для воды λ = 0,60, а для влажного кирпича λ = 1,0 Вт/(м·К). Этот эффект может быть объяснен конвективным переносом теплоты вследствие капиллярного движения воды внутри пористого материала и частично тем, что абсорбционно связанная влага имеет иные характеристики по сравнению со свободной водой. Увеличение коэффициента теплопроводности зернистых материалов с ростом температуры можно объяснить тем, что с повышением температуры возрастает теплопроводность среды, заполняющей промежутки между зернами, а также увеличивается теплопередача излучением зернистого массива.

Коэффициенты теплопроводности строительных и теплоизоляционных материалов имеют значения, лежащие примерно в пределах от 0,023 до 3,0 Вт/(м·К). Материалы с низким значением коэффициента теплопроводности (меньше 0,25 Вт/(м·К)), обычно применяемые для тепловой изоляции, называются теплоизоляционными.

Коэффициент теплопроводности λ газов лежит в пределах от 0,006 до 0,6 Вт/(м·К). Теплопроводность газов возрастает с повышением температуры. Это объясняется тем, что скорость перемещения молекул газа с

повышением температуры возрастает. Среди газов резко отличаются своим высоким коэффициентом теплопроводности гелий и водород. Коэффициент теплопроводности у них в 5-10 раз больше, чем у других газов. Молекулы гелия и водорода обладают малой массой, а следовательно, имеют большую среднюю скорость перемещения, чем и объясняется их высокий коэффициент теплопроводности.

Коэффициент теплопроводности капельных жидкостей лежит примерно в пределах от 0,07 до 0,7 Вт/(м·К). Опыты подтверждают, что для большинства жидкостей с повышением температуры коэффициент теплопроводности λ убывает, исключение составляют вода и глицерин. При повышении давления коэффициенты теплопроводности жидкостей возрастают. В связи с тем, что тела могут иметь различную температуру, а при наличии теплообмена и в самом теле температура будет распределена неравномерно, то в первую очередь важно знать зависимость коэффициента теплопроводности от температуры. Опыты показывают, что для многих материалов с достаточной для практики точностью зависимость коэффициента теплопроводности от температуры можно принять линейной:

$$\lambda = \lambda_0[1 \pm b\,(t - t_0)], \qquad (4.9)$$

где λ_0 — значение коэффициента теплопроводности при температуре t_0;

b — постоянная, определяемая опытным путем.

В практических расчетах значение λ обычно определяется по среднеарифметической температуре на границах тела, и это значение принимается постоянным. Как показал профессор Г. М. Кондратьев, при стационарной теплопроводности такая замена законна и единственно правильна.

Значения коэффициентов теплопроводности материалов, применяемых в автомобилях (чугун, сталь, алюминий, вода, антифриз и др.), приводятся в справочной литературе.

4.2.5. Дифференциальные уравнения теплопроводности

Решение задач по определению температурного поля осуществляется на основании дифференциального уравнения теплопроводности, выводы которого показаны в специальной литературе. В данном пособии приводятся варианты дифференциальных уравнений без выводов.

При решении задач теплопроводности в движущихся жидкостях, характеризующих нестационарное трехмерное температурное поле с внутренними источниками теплоты, используется уравнение

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\lambda}{C \cdot \rho}\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}\right) + \frac{q_v}{C \cdot \rho}. \qquad (4.10)$$

Уравнение (4.10) является дифференциальным уравнением энергии в декартовой системе координат (уравнение Фурье — Кирхгофа). В таком

виде оно применяется при изучении процесса теплопроводности в любых телах.

Если $\omega_x=\omega_y=\omega_z=0$, т. е. рассматривается твердое тело, и при отсутствии внутренних источников теплоты $q_v=0$, тогда уравнение энергии (4.10) переходит в уравнение теплопроводности для твердых тел (уравнение Фурье)

$$\frac{\partial t}{\partial \tau}=\frac{\lambda}{C\cdot\rho}\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right)=a\nabla^2 t. \qquad (4.11)$$

Величину $\lambda/C\cdot\rho=a$, $м^2/сек$ в уравнении (4.10) называют коэффициентом температуропроводности, который является физическим параметром вещества, характеризующим скорость изменения температуры в теле при неустановившихся процессах.

Если коэффициент теплопроводности характеризует способность тел проводить теплоту, то коэффициент температуропроводности является мерой теплоинерционных свойств тела. Из уравнения (4.10) следует, что изменение температуры во времени $\partial t/\partial\tau$ для любой точки пространства пропорционально величине «а», т. е. скорость изменения температуры в любой точке тела будет тем больше, чем больше коэффициент температуропроводности. Поэтому при прочих равных условиях выравнивание температур во всех точках пространства будет происходить быстрее в том теле, которое обладает большим коэффициентом температуропроводности. Коэффициент температуропроводности зависит от природы вещества. Например, жидкости и газы обладают большой тепловой инерционностью и, следовательно, малым коэффициентом температуропроводности. Металлы обладают малой тепловой инерционностью, так как они имеют большой коэффициент температуропроводности.

Для обозначения суммы вторых производных по координатам в уравнениях (4.10) и (4.11) можно использовать символ ∇^2, так называемый оператор Лапласа, и тогда в декартовой системе координат

$$\nabla^2 t=\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}.$$

Выражение $\nabla^2 t$ в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\nabla^2 t=\frac{\partial^2 t}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial t}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}.$$

Для твердого тела в стационарных условиях с внутренним источником теплоты уравнение (4.10) преобразуется в уравнение Пуассона

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}+\frac{q_v}{\lambda}=0. \qquad (4.12)$$

Наконец, для стационарной теплопроводности и при отсутствии внутренних источников теплоты уравнение (4.10) принимает вид уравнения Лапласа

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \qquad (4.13)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах с внутренним источником теплоты

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) + \frac{q_v}{C\cdot\rho}. \qquad (4.14)$$

4.2.6. Условия однозначности для процессов теплопроводности

Так как дифференциальное уравнение теплопроводности выведено на основе общих законов физики, то оно характеризует явление теплопроводности в самом общем виде. Поэтому можно сказать, что полученное дифференциальное уравнение характеризует целый класс явлений теплопроводности. Чтобы из бесчисленного количества выделить конкретно рассматриваемый процесс и дать его полное математическое описание, к дифференциальному уравнению необходимо присоединить математическое описание всех частных особенностей рассматриваемого процесса. Эти частные особенности, которые совместно с дифференциальным уравнением дают полное математическое описание конкретного процесса теплопроводности, называются условиями однозначности или краевыми, которые включают в себя:

а) геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, в котором протекает процесс;

б) физические условия, характеризующие физические свойства среды и тела (λ, C_z, ρ, а и др.);

в) временные (начальные) условия, характеризующие распределение температур в изучаемом теле в начальный момент времени;

г) граничные условия, характеризующие взаимодействие рассматриваемого тела с окружающей средой.

Начальные условия необходимы при рассмотрении нестационарных процессов и состоят в задании закона распределения температуры внутри тела в начальный момент времени. В общем случае начальное условие аналитически может быть записано следующим образом при $\tau=0$:

$$t = f_1(x, y, z). \qquad (4.15)$$

В случае равномерного распределения температуры в теле начальное условие упрощается: при $\tau=0$; $t=t_0=idem$.

Граничные условия могут быть заданы несколькими способами.

А. Граничные условия первого рода, задающие распределение температуры на поверхности тела t_c для каждого момента времени:

$$t_c = f_2(x, y, z, \tau). \quad (4.16)$$

В частном случае, когда температура на поверхности является постоянной на протяжении всего времени протекания процессов теплообмена, уравнение (4.16) упрощается и принимает вид t_c=idem.

Б. Граничные условия второго рода, задающие величину плотности теплового потока для каждой точки поверхности и любого момента времени. Аналитически это можно представить следующим образом:

$$q_n = \varphi(x, y, z, \tau), \quad (4.17)$$

где q_n — плотность теплового потока на поверхности тела.

В простейшем случае плотность теплового потока по поверхности и во времени остается постоянной q_n=idem. Такой случай теплообмена имеет место, например, при нагревании различных металлических изделий в высокотемпературных печах.

В. Граничные условия третьего рода, задающие температуру окружающей среды $t_ж$ и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Для описания процесса теплообмена между поверхностью тела и средой используется закон Ньютона.

Согласно закону Ньютона, количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур тела t_c и окружающей среды $t_ж$

$$q = \alpha(t_c - t_ж). \quad (4.18)$$

Коэффициент теплоотдачи харктеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Численно он равен количеству теплоты, отдаваемому (или воспринимаемому) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой, равной одному градусу.

Согласно закону сохранения энергии, количество теплоты, которое отводится с единицы поверхности в единицу времени вследствие теплоотдачи (4.18), должно равняться теплоте, подводимой к единице поверхности в единицу времени вследствие теплопроводности из внутренних объемов тела (4.7), т. е.

$$\alpha\left(t_C - t_Ж\right) = -\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_C, \quad (4.19)$$

где n — нормаль к поверхности тела; индекс «С» указывает на то, что температура и градиент относятся к поверхности тела (при n=0).

Окончательно граничное условие третьего рода можно записать в виде

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_C = -\frac{\alpha}{\lambda}\left(t_C - t_Ж\right). \quad (4.20)$$

Уравнение (4.20), по существу, является частным выражением закона сохранения энергии для поверхности тела.

Г. Граничные условия четвертого рода, харктеризующие условия теплообмена системы тел или тела с окружающей средой по закону теплопроводности. Предполагается, что между телами осуществляется идеальный контакт (температуры соприкасающихся поверхностей одинаковы). В рассматриваемых условиях имеет место равенство тепловых потоков, проходящих через поверхность соприкосновения:

$$\lambda_1\left(\frac{\partial t_1}{\partial n}\right)_C = \lambda_2\left(\frac{\partial t_2}{\partial n}\right)_C. \qquad (4.21)$$

4.2.7. Отдельные задачи теплопроводности при стационарном режиме

В технике часто возникают задачи определения температурного поля тела и установления законов передачи теплоты. В результате решения дифференциального уравнения теплопроводности совместно с условиями однозначности можно найти температурное поле, а на основании закона Фурье — соответствующие тепловые потоки. Следует отметить, что аналитическое решение поставленной задачи возможно только для тел правильной геометрической формы и при достаточно простых условиях однозначности. В остальных случаях эта задача решается численными или экспериментальными методами.

Рассмотрим несколько тел простой формы — таких, как плоская стенка и полая труба — в случае стационарного распространения теплоты, для которых уравнение теплопроводности значительно упрощается.

4.2.7.1. Теплопроводность через плоскую и цилиндрическую стенки.

Рассмотрим однородную плоскую однослойную стенку толщиной δ, (рис. 4.4), имеющую неограниченную длину и ширину.

На наружных поверхностях стенки поддерживаются постоянные температуры t_1 и t_2. Коэффициент теплопроводности стенки постоянен и равен λ. При стационарном режиме $\partial t/\partial\tau=0$ и отсутствии внутренних источников теплоты $q_v=0$ и с учетом того, что в этом случае температура будет изменяться только в направлении оси OX, дифференциальное уравнение теплопроводности примет вид

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0. \qquad (4.22)$$

Интегрируя уравнение (4.22), находим

$$\frac{\partial t}{\partial x} = C_1. \qquad (4.23)$$

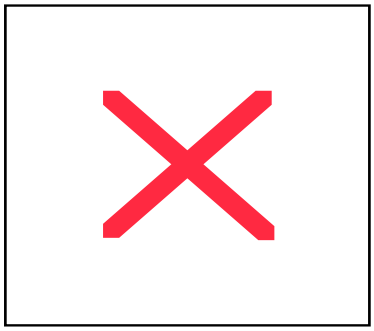


Рис. 4.4. Температурное поле плоской однослойной стенки

После второго интегрирования получаем общий вид уравнения распределения температур в плоских стенках:

$$t=C_1x+C_2. \qquad (4.24)$$

Постоянные C_1 и C_2 в уравнении (2.24) определяются из граничных условий:

при x=0 $\quad t=t_1, \quad C_2=t_1;$

при x=δ $\quad t=t_2, \quad C_1=-\dfrac{t_1-t_2}{\delta}.$

Подставляя значения постоянных C_1 и C_2 в уравнение (4.24), получаем уравнение распределения температуры в рассматриваемой плоской однослойной стенке

$$t=t_1-\frac{t_1-t_2}{\delta}x. \qquad (4.25)$$

Уравнение (4.25) является уравнением прямой линии.

Плотность теплового потока, проходящего через стенку в соответствии с законом Фурье, $q = -\lambda\partial t/\partial n$. Учитывая, что

$$\frac{\partial t}{\partial n}=C_1=-\frac{t_1-t_2}{\delta}, \text{ получим } q=\frac{\lambda}{\delta}(t_1-t_2), \ \frac{Вт}{м^2}. \qquad (4.26)$$

Отношение δ/λ (Вт/(м^2·К)) называется тепловой проводимостью стенки, а обратная величина δ/λ (м^2·К/Вт) — тепловым или термическим сопротивлением стенки. Последнее представляет собой изменение температуры в стенке на единицу плотности теплового потока.

Тепловой поток, который передается через полную поверхность стенки,

$$Q=q\cdot H=\frac{\lambda}{\delta}(t_1-t_2)H, \ \text{Вт}. \qquad (4.27)$$

Для многослойных стенок уравнение имеет вид

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^{n} (\delta_i / \lambda_i)}, \quad \frac{Вт}{м^2}. \tag{4.28}$$

Величина $\sum_{i=1}^{n} (\delta_i / \lambda_i)$ называется полным термическим сопротивлением теплопроводности многослойной стенки.

При сравнении переноса теплоты через многослойную стенку и стенку из однородного материала удобно ввести в рассмотрение эквивалентный коэффициент теплопроводности $\lambda_{экв}$ многослойной стенки. Он равен коэффициенту теплопроводности однородной стенки, толщина которой Δ равна толщине многослойной стенки $\sum_{i=1}^{n} \delta_i$, а термическое сопротивление равно термическому сопротивлению рассматриваемой стенки, т.е.:

$$\frac{\Delta}{\lambda_{экв}} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i}.$$

Отсюда

$$\lambda_{экв} = \frac{\Delta}{\sum_{i=1}^{n} (\delta_i / \lambda_i)}. \tag{4.29}$$

Из уравнения (4.29) следует, что эквивалентный коэффициент теплопроводности $\lambda_{экв}$ зависит не только от теплофизических свойств слоев, но и от их толщины.

Графически распределение температур по сечению многослойной стенки представляется ломаной линией; температуры на границе соприкосновения слоев можно определить уравнением

$$t_{i+1} = t_1 - q \sum_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i}. \tag{4.30}$$

При рассмотрении стационарного процесса теплопроводности в цилиндрической однослойной стенке (трубе) с внутренним радиусом r_1 и наружным r_2 (рис. 4.5) получаем уравнение распределения температуры:

$$t = t_1 - (t_1 - t_2) \frac{\ln(r / r_1)}{\ln(r_2 / r_1)}$$

или

$$t = t_1 - (t_1 - t_2) \frac{\ln(d / d_1)}{\ln(d_2 / d_1)}. \tag{4.31}$$

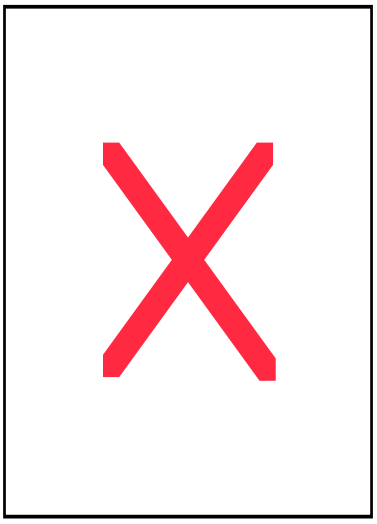


Рис. 4.5. Температурное поле однослойной цилиндрической стенки

Уравнение (4.31) представляет собой уравнение логарифмической кривой. То обстоятельство, что распределение температуры в цилиндрической стенке является криволинейным, можно объяснить следующим. В случае плоской стенки плотность теплового потока остается одинаковой для всех изотермических поверхностей и градиент температуры сохраняет для всех изотермических поверхностей постоянную величину. В случае цилиндрической стенки плотность теплового потока через любую изотермическую поверхность изменяется, т. к. величина поверхности зависит от радиуса ($H=2\pi r l$), что приводит к изменению градиента температуры.

Для нахождения количества теплоты, проходящего через цилиндрическую поверхность величиной H в единицу времени, можно воспользоваться законом Фурье

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} H .$$

Подставляя значение градиента температуры и поверхности, получаем

$$Q = \frac{2\pi d\lambda(t_1 - t_2)}{\ln(d_2 / d_1)}, \text{ Вт.} \qquad (4.32)$$

Из уравнения (4.32) следует, что количество теплоты, проходящее через цилиндрическую стенку в единицу времени, полностью определяется заданными граничными условиями.

Тепловой поток (4.32) может быть отнесен либо к единице длины трубы, либо к единице внутренней или внешней поверхности.

Расчетная формула для плотности теплового потока, проходящего через единицу длины трубы, запишется:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м.} \quad (4.33)$$

Тепловой поток, отнесенный к единице трубы, измеряется в Вт/м и называется линейной плотностью теплового потока. Как видно из уравнения (4.33), при неизменном отношении d_2/d линейная плотность теплового потока не зависит от поверхности цилиндрической стенки.

Тепловой поток через единицу внутренней поверхности запишется:

$$q_1 = \frac{Q}{\pi d_1 l} = \frac{2\lambda(t_1 - t_2)}{d_1 \ln\frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м.} \quad (4.34)$$

Тепловой поток через единицу наружной поверхности запишется:

$$q_2 = \frac{Q}{\pi d_2 l} = \frac{2\lambda(t_1 - t_2)}{d_2 \ln\frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м.} \quad (4.35)$$

На основании полученного уравнения теплового потока на единицу длины трубы (4.33) можно получить уравнение теплового потока многослойной цилиндрической стенки. В этом случае необходимо выразить разности температур слоев из указанного уравнения, а затем, аналогично примеру с плоской стенкой, сложить полученные результаты. В результате получаем уравнение теплового потока многослойной цилиндрической стенки:

$$q_l = \frac{\pi(t_1 - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i}}, \text{ Вт/м.} \quad (4.36)$$

Величина, стоящая в знаменателе, называется полным термическим сопротивлением многослойной цилиндрической стенки. Уравнение (4.36) может быть использовано для определения температур на границах любого слоя:

$$t_{i+1} = t_1 - \frac{q_l}{\pi}\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_{i+1}}{d_i}. \quad (4.37)$$

Таким образом, полученные уравнения температурного поля и теплового потока позволяют определить температуры в любой требуемой точке тела (пластины или цилиндра) и определить величину теплового потока.

Температурное поле для шаровой стенки имеет вид

$$t = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right). \quad (4.38)$$

Тепловой поток определяется по уравнению

$$Q = \frac{4\pi\lambda(t_1 - t_2)}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} = \frac{2\pi\lambda\Delta t}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}} = \pi\lambda\frac{d_1 d_2}{\delta}\Delta t, \text{ Вт.} \quad (4.39)$$

Указанные уравнения можно использовать для расчета температур в агрегатах и узлах автомобиля. Например, распределение температур по толщине двигателя или стенки кабины можно считать по уравнениям плоских стенок; карданных валов — по уравнениям цилиндрических стенок; заднего моста, главной передачи — по уравнениям шаровых стенок.

4.3. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

4.3.1. Основные понятия и определения

Конвективный теплообмен — это процесс передачи теплоты между твердой поверхностью и окружающей средой, который осуществляется через ламинарный пограничный слой, образующийся в любом случае, а в остальном объеме перенос теплоты осуществляется конвекцией. Различают два вида конвекции: **свободную** (естественную) и **вынужденную**. При свободной конвекции жидкость движется за счет разности плотностей, при вынужденной — за счет внешних сил (насос, вентилятор, ветер). Основным уравнением конвективного теплообмена в любом случае является уравнение Ньютона, сводящееся к утверждению, что количество теплоты пропорционально поверхности H и разности температур Δt:

$$Q=\alpha H(t_1 - t_2), \quad (4.40)$$

где α — коэффициент пропорциональности — коэффициент теплоотдачи (Вт/(м^2·К)), характеризует величину удельного теплового потока, передаваемого единицей поверхности при градиенте в один градус.

Коэффициент теплоотдачи можно представить в виде

$$\alpha = \frac{\lambda}{\Delta}, \quad (4.41)$$

где Δ — толщина ламинарного пограничного слоя.

В этом случае оказывается, что α зависит от большого количества факторов — аналогично Δ — и не имеет аналитического решения. Определение коэффициента теплоотдачи осуществляется экспериментально и это сообщает всему учению о конвективном теплообмене эмпирический характер. Применение теории подобия и теории размерностей дает возможность обобщить опытные данные и свести задачу конвективного теплообмена к зависимости параметров гидродинамического и теплового подобия и этим все учение о конвективном теплообмене приобретает полуэмпирический характер.

4.3.2. Теория размерностей

Теория размерностей используется в том случае, когда нет дифференциального уравнения, описывающего данный процесс. В условиях вынужденной конвекции величина коэффициента теплоотдачи является функцией по крайней мере шести независимых переменных: весовой скорости u, кг/(м^2·с); линейного размера l; вязкости μ, кг/(м·с); теплоемкости C, Дж/(кг·К); плотности ρ, кг/м^3 и теплопроводности λ, Вт/(м·К).

При экспериментальном определении α Вт/(м^2·К) необходимо исследовать зависисмость α от шести переменных и провести число опытов $N = A^n$, где A — число опытов с одной переменной, например, A = 10; n — число независимых переменных. Для данного примера оказывается, что число опытов равно одному миллиону, что является совершенно нереальным. Применение же теории размерностей приводит к сокращению независимых переменных. В условиях вынужденной конвекции коэффициент теплоотдачи является функцией

$$\alpha = \alpha(u, l, \mu, C, \rho, \lambda). \tag{4.42}$$

Полный дифференциал α равен:

$$d\alpha = \frac{\partial\alpha}{\partial u}du + \frac{\partial\alpha}{\partial l}dl + \frac{\partial\alpha}{\partial\mu}d\mu + \text{K} + \frac{\partial\alpha}{\partial\lambda}d\lambda. \tag{4.43}$$

Для перехода к безразмерным (относительным) величинам необходимо иметь переменные, не отсчитываемые от постоянного «нулевого» уровня. Разделим полученное уравнение на α и одновременно делим и умножаем каждое слагаемое на соответствующие значения (l/l; u/u; μ/μ и т. д.), тогда

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{\partial\alpha/\alpha}{\partial u/u}\cdot\frac{du}{u} + \frac{\partial\alpha/\alpha}{\partial l/l}\cdot\frac{dl}{l} + \text{K} + \frac{\partial\alpha/\alpha}{\partial\lambda/\lambda}\cdot\frac{d\lambda}{\lambda}. \tag{4.44}$$

Считаем, что соотношения частных производных являются постоянными:

$$\frac{\partial\alpha/\alpha}{\partial u/u} = i_U;\quad \frac{\partial\alpha/\alpha}{\partial l/l} = i_l;\quad \ldots;\quad \frac{\partial\alpha/\alpha}{\partial\lambda/\lambda} = i_\lambda,$$

тогда получим

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = i_U\frac{du}{u} + i_l\frac{dl}{l} + i_\mu\frac{d\mu}{\mu} + \ldots + i_\lambda\frac{d\lambda}{\lambda}. \tag{4.45}$$

Интегрируем полученное выражение:

$$\ln\alpha = i_u\ln u + i_l\ln l + \ldots + i_\lambda\ln\lambda + \ln C_0. \tag{4.46}$$

Потенцируем и получим

$$\alpha = C_0\cdot u^{i_u}\cdot l^{i_l}\cdot\mu^{i_\mu}\cdot C^{i_c}\cdot\rho^{i_\rho}\cdot\lambda^{i_\lambda}. \tag{4.47}$$

Необходимым условием общности полученного решения должно быть требование безразмерности постоянной C_0 или ее обратной величины:

$$\frac{1}{C_0} = u^{i_u} \cdot l^{i_l} \cdot \mu^{i_\mu} \cdot C^{i_c} \cdot \rho^{i_\rho} \cdot \lambda^{i_\lambda} \cdot \alpha^{-1}. \qquad (4.48)$$

Это уравнение не зависит от системы единиц, а в связи с тем, что C_0 является безразмерной, то все единицы измерений (справа) должны входить в это уравнение в «0» степени. Для исключения размерностей составим табл. 2.1.

Таблица 4.1

Размерности и показатели степени при конвективном теплообмене

№ п/п	Наименование величины	Показатель степени	Размерности				
			кг	м	с	°К	Дж
1	l	i_l	–	1	0	0	0
2	u	i_u	1	–2	–1	0	0
3	μ	i_μ	1	–1	–1	0	0
4	ρ	i_ρ	1	–3	0	0	0
5	λ	i_λ	0	–1	–1	–1	1
6	C	i_c	–1	0	0	–1	1
7	α	–1	0	–2	–1	–1	1

Исключаем размерности:

1 — (кг) $\quad i_u + i_\mu + i_\rho - i_c = 0$

2 — (м) $\quad i_l - 2i_u - i_\mu - 3i_\rho - i_\lambda + 2 = 0$

3 — (с) $\quad - i_l - i_\mu - i_\lambda + 1 = 0$

4 — (°К) $\quad - i_\lambda - i_c + 1 = 0$

5 — (Дж) $\quad i_\lambda + i_c - 1 = 0.$

Как видно из последних двух уравнений, полученных исключением размерности, они тождественны, т. к. определяются из теплоемкости воды. Таким образом, имеем 4 независимых уравнения связи при шести независимых переменных. Следовательно, в исходной системе уравнений только

два неизвестных показателя подлежат экспериментальному определению, а остальные определяются по полученной системе уравнений в зависимости от этих двух основных. Например, в опыте определены показатели и они соответственно равны: $i_u = n$; $i_c = m$ (n, m — число); тогда, используя систему уравнений, получим:

из 4 — $i_\lambda = 1 - i_c = 1 - m$

из 3 — $i_\mu = -i_u - i_\lambda + 1 = -n + 1 + m - 1 = m - n$

из 1 — $i_\rho = i_c - i_u - i_\mu = m - n - m + n = 0$

из 2 — $i_l = 2i_u + i_\mu + i_\lambda + 3i_\rho - 2 = 2n + m - n + 1 - m - 2 = n - 1$.

Подставив полученные значения показателей в (4.48), получим

$$\alpha = C_0 l^{n-1} \cdot u^n \cdot \mu^{m-n} \cdot C^m \cdot \lambda^{1-m} \cdot \rho^0. \qquad (4.49)$$

Преобразуем полученные уравнения, сгруппировав величины с одинаковыми показателями

$$\alpha = C_0 \left(\frac{u \cdot l}{\mu}\right)^n \cdot \left(\frac{\mu \cdot C}{\lambda}\right)^m \cdot \frac{\lambda}{l}. \qquad (4.50)$$

или

$$\frac{\alpha \cdot l}{\lambda} = C_0 \left(\frac{u \cdot l}{\mu}\right)^n \cdot \left(\frac{\mu \cdot C}{\lambda}\right)^m, \qquad (4.51)$$

где $ul/\mu = \omega l/\nu = Re$ — критерий Рейнольдса — критерий гидродинамического подобия;

$\mu C/\lambda = \nu/a = Pr$ — критерий Прандтля — критерий теплофизического подобия;

$\alpha l/\lambda = Nu$ — критерий Нуссельта — критерий теплового подобия.

Таким образом, на основании теории размерностей получено уравнение связи безразмерных параметров, характеризующих теплообмен в условиях вынужденной конвекции и число независимых переменных снижено с 6 до 2, что обеспечивает возможность их экспериментального определения, и тогда $N = A^n = 100$.

Правильность использования теории размерностей подтверждается π-теоремой, исходя из чего физическое уравнение, содержащее $n \geq 2$ размерных величин, из которых $m \geq 1$ имеют независимые размерности, после приведения их к безразмерному виду должно содержать ν безразмерных параметров $\nu = n - m$. В нашем случае $\nu = n - m = 6 - 4 = 2$. Численные значения постоянных, входящих в уравнение (4.51) C_0, n, m, определяются экспериментально и в зависимости от вида теплообмена приводятся в справочной литературе, некоторые даны в табл. 4.3.

4.3.3. Теория подобия

При использовании теории подобия необходимо иметь дифференциальное уравнение, описывающее исследуемый процесс. Проводя критериальную обработку этого уравнения, получают состав критериев подобия. Выявление состава критериев подобия осуществляется методом «губки»: в исходном дифференциальном уравнении опускаются знаки дифференциалов, полученные результаты приравниваются, выделяются независимые слагаемые, на основании которых определяются параметры подобия.

Для конвективного теплобмена (его математического описания) необходимо иметь: 1) дифференциальное уравнение движения вязкой несжимаемой жидкости — уравнение Навье — Стокса; 2) уравнение теплопроводности — Фурье — Кирхгофа; 3) уравнение теплообмена на границе твердая поверхность — окружающая среда — Био —Фурье.

Уравнение движения вязкой несжимаемой жидкости:

$$\rho\frac{\partial\omega_X}{\partial\tau}+\rho\left(\omega_X\frac{\partial\omega_X}{\partial x}+\omega_Y\frac{\partial\omega_Y}{\partial y}+\omega_Z\frac{\partial\omega_Z}{\partial z}\right)=\rho g-\frac{\partial P}{\partial x}+\mu\left(\frac{\partial^2\omega_X}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\omega_Y}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\omega_Z}{\partial z^2}\right). \quad \text{(a)}$$

Получаем на основании теории подобия с использованием метода «губки» 5 независимых комплексов (уравнение написано для одномерного потока по оси «X»).

№ п/п	1	2	3	4	5
комплексы	$\frac{\rho\omega}{\tau}$	$\frac{\rho\omega^2}{l}$	ρg	$\frac{\Delta P}{l}$	$\frac{\mu\omega}{l^2}$

Группируем полученные независимые комплексы и получаем критерии подобия:

делим 2:1
$$\frac{\rho\omega^2}{l}\cdot\frac{\tau}{\rho\omega}=\frac{\tau\omega}{l}=H_0; \quad (4.52)$$

2:5
$$\frac{\rho\omega^2}{l}\cdot\frac{l^2}{\mu\omega}=\frac{\rho\omega l}{\mu}=\frac{ul}{\mu}=\frac{\omega l}{\nu}=\mathrm{Re}; \quad (4.53)$$

4:2
$$\frac{\Delta P}{l}\cdot\frac{l}{\rho\omega^2}=\frac{\Delta P}{\rho\omega^2}=Eu; \quad (4.54)$$

3:2
$$\rho g\frac{l}{\rho\omega^2}=\frac{gl}{\omega^2}=Fr, \quad (4.55)$$

где Но — критерий гомохронности — гидродинамический критерий одновременности событий;

Re — критерий Рейнольдса — параметр гидродинамического подобия режимов движения жидкости, характеризует соотношение сил инерции и сил вязкости;

Eu — критерий Эйлера — характеризует соотношение сил инерции и сил давления;

Fr — критерий Фруда — характеризует соотношение сил инерции и сил тяжести.

Следует отметить, что полученный основной состав критериев подобия Ho, Re, Eu, Fr характеризует режим движения потока и может быть преобразован в любой иной состав критериев подобия умножением или делением исходного состава, но при этом в любом случае должно выполняться условие по возврату любого иного состава критериев подобия к исходному.

Так, вместо критерия Фруда можно использовать критерий Галилея:

$$Ga = Fr \cdot \mathrm{Re}^2 = \frac{gl}{\omega^2} \cdot \frac{\omega^2 l^2}{\nu^2} = \frac{gl^3}{\nu^2} \tag{4.56}$$

или

$$Ga \cdot \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = Ar, \text{ если } \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \beta \Delta T, \text{ то} \tag{4.57}$$

$$\frac{gl^3}{\nu^2} \beta \Delta T = Gr. \tag{4.58}$$

Умножая критерий Ga на относительное изменение плотности ($\rho - \rho_0/\rho_0$), получим критерий Архимеда. Если $\rho - \rho_0/\rho_0 = \beta\Delta T$ происходит за счет разности температур $\Delta T = T_1 - T_2$, то получим критерий Грасгофа. Критерий Ar характеризует величину подъемной силы при изучении свободной конвекции жидкости, в которой находятся пузырьки, твердые частицы или капли другой жидкости. Критерий Ga используется вместо критерия Fr, т. к. в него входит скорость потока, которую трудно измерить.

Кроме того, оказывается, что часть критериев является зависимой — функцией других критериев. Так, критерий Eu зависит от Re, что получается из рассмотрения уравнения Дарси — Вейсбаха:

$$\Delta P = \lambda_{mp} \frac{l}{d} \cdot \frac{\rho\omega^2}{2}, \tag{4.59}$$

откуда

$$\lambda_{mp} = 2\Delta P \frac{1}{\rho\omega^2} \cdot \frac{d}{l} = 2Eu \frac{d}{l}, \tag{4.60}$$

с другой стороны

$$\lambda_{mp} = C / \mathrm{Re}^n. \tag{4.61}$$

Вторым уравнением, описывающим процесс конвективного теплообмена при вынужденном движении, является уравнение теплопроводности

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \omega_X \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_Y \frac{\partial t}{\partial y} + \omega_Z \frac{\partial t}{\partial z} = a\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right). \tag{б}$$

Применяя метод «губки», получим три независимых комплекса:

делим 2:3 $$\frac{\omega t}{l}\cdot\frac{l^2}{at}=\frac{\omega l}{a}=Pe; \qquad (4.62)$$

3:1 $$\frac{at}{l^2}\cdot\frac{\tau}{t}=\frac{a\tau}{l^2}=Fo. \qquad (4.63)$$

№ п/п	1	2	3
комплексы	$\frac{t}{\tau}$	$\frac{\omega t}{l}$	$\frac{at}{l^2}$

Получаем критерии Пекле Pe и Фурье Fo. Критерий Pe характеризует соотношение тепловых потоков, переносимых конвекцией и теплопроводностью. Вместо критерия Pe можно использовать критерий Прандтля, т. к.

$$Pe=\frac{\omega l}{a}=\frac{\omega l}{\nu}\cdot\frac{\nu}{a}=\mathrm{Re}\cdot\mathrm{Pr}. \qquad (4.64)$$

Критерий Fo характеризует одновременность событий, так называемое безразмерное время. Из третьего уравнения теплообмена на границе твердая поверхность — окружающая среда получим критерий теплового подобия — критерий Нуссельта Nu:

$$-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_n=\alpha\left(t_{cm}-t_{ж}\right). \qquad (в)$$

№ п/п	1	2
комплексы	$\frac{\lambda t}{l}$	αt

делим 2:1 $$\frac{\alpha t l}{\lambda t}=\frac{\alpha l}{\lambda}=Nu. \qquad (4.65)$$

Таким образом, проведя критериальную обработку дифференциальных уравнений, получим состав критериев подобия:

$$\mathrm{Nu}=f(\mathrm{Ho},\mathrm{Fo},\mathrm{Re},\mathrm{Pe},\mathrm{Gr})=f_1(\mathrm{Ho},\mathrm{Fo},\mathrm{Re},\mathrm{Pe},\mathrm{Gr}). \qquad (4.66)$$

Связь между критериями определяется опытным путем. Следует заметить, что теории размерностей и подобия могут использоваться при изучении любых процессов (гидравлических, механических, экономических).

В табл. 4.2 приводятся критерии тепловых и гидродинамических процессов.

Таблица 4.2

Главнейшие безразмерные критерии тепловых и гидродинамических процессов

Формула	Название критерия	Величины, входящие в критерий	Значение критерия
$\mathrm{Re} = \frac{\omega d}{\nu}$	Критерий Рейнольдса (критерий режима движения)	ω – скорость потока, м/сек; d – эквивалентный диаметр канала; ν – коэффициент кинематической вязкости, $м^2$/сек.	Характеризует гидродинамический режим движения
$Eu = \frac{\Delta P}{\rho \omega^2}$	Критерий Эйлера (критерий падения давления)	ΔP – перепад давления, $Н/м^2$; ρ – плотность жидкости, $кг/м^3$.	Характеризует безразмерную величину падения давления
$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a}$	Критерий Прандтля (критерий физических свойств жидкости)		Характеризует физические свойства жидкости и способность распространения тепла в жидкости
$Pe = \frac{\omega d}{a}$	Критерий Пекле		Является мерой отношения молекулярного и конвективного переноса тепла в потоке
$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$	Критерий Нуссельта (критерий теплоотдачи)	α – коэффициент конвективной теплоотдачи, $Вт/(м^2 \cdot град)$	Характеризует отношение между интенсивностью теплоотдачи и температурным полем в пограничном слое потока
$Bi = \frac{\alpha l}{\lambda_м}$	Критерий Био	l – характерный размер тела, м; $\lambda_м$ – коэффициент теплопроводности твердого тела, Вт/(м·град)	Характеризует соотношение между внутренним и внешним термическим сопротивлениями
$Fo = \frac{a\tau}{l^2}$	Критерий Фурье (безразмерное время)	τ – время, сек	Характеризует связь между скоростью изменения температурного поля, физическими константами и размерами тела
$Gr = \frac{\beta g l^3 \Delta t}{\nu^2}$	Критерий Грасгофа (критерий подъемной силы)	β – коэффициент объемного расширения, 1/град; Δt – разность температур в двух точках системы потока и стенки, град	Характеризует кинематическое подобие при свободном движении жидкости

4.3.4. Критериальные уравнения

При установлении функциональной связи между коэффициентом теплоотдачи и параметрами конвективного теплообмена можно перейти от размерных функций к безразмерным и тогда, используя эксперимент, определять функции типа

$$\mathrm{Nu}=f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}, \mathrm{Gr}, \mathrm{Fo}). \qquad (4.67)$$

Формула (4.67) называется **критериальным уравнением**. Количество переменных (которыми здесь являются критерии подобия), входящих в такую зависимость, всегда значительно меньше, чем в случае установления зависимости в размерном виде. Имея конкретный вид функции (4.67), легко определить величину коэффициента теплоотдачи. Вычисление критериев подобия Re, Pr, Gr и др. не представляет значительных трудностей.

Практическое использование критериальных уравнений и в тепловых расчетах ДВС заключается в определении с их помощью коэффициента теплоотдачи:

$$\alpha = Nu\frac{\lambda}{l}. \qquad (4.68)$$

4.3.5. Некоторые случаи теплообмена

Применительно к определенным задачам уравнение (4.67) может быть упрощено. При стационарных процессах теплообмена выпадает критерий Fo и тогда

$$\mathrm{Nu}=f(\mathrm{Re}, \mathrm{Gr}, \mathrm{Pr}). \qquad (4.69)$$

В случае вынужденного движения жидкости и при развитом турбулентном режиме свободная конвекция в сравнении с вынужденной очень мала, поэтому уравнение подобия теплоотдачи упрощается:

$$\mathrm{Nu}=f(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}). \qquad (4.70)$$

Для некоторых газов величина числа Прандтля — Pr — в процессе конвективного теплообмена почти не изменяется с температурой, поэтому уравнение подобия принимает более простой вид:

$$\mathrm{Nu}=f(\mathrm{Re}). \qquad (4.71)$$

При свободном движении жидкости, когда вынужденная конвекция отсутствует, вместо числа Рейнольдса в уравнение подобия теплоотдачи необходимо ввести число Грасгофа и получаем:

$$\mathrm{Nu}=f(\mathrm{Gr}, \mathrm{Pr}). \qquad (4.72)$$

Итак, теория подобия позволяет, не интегрируя дифференциальных уравнений, получить из них критерии подобия и установить критериальные зависимости, которые справедливы для всех подобных между собой процессов. Однако следует помнить, что такие обобщенные зависимости

ограничены условиями подобия, из них нельзя делать заключения, выходящие за пределы этих ограничений. Общего решения теория подобия не дает: она позволяет лишь обобщить опытные данные в области, ограниченной условиями подобия. При использовании метода подобия об этих ограничениях всегда нужно помнить.

4.3.6. Расчетные зависимости конвективного теплообмена

В качестве конкретной формы расчетных уравнений обычно принимается степенная зависимость в виде

$$y = Ax^m \cdot u^n \cdot \nu^p. \tag{4.73}$$

Она наиболее проста и гибка. Подробно математическая обработка результатов экспериментов рассматривается в специальной литературе. Мы ограничиваемся рассмотрением некоторых вопросов конвективного теплообмена, встречающихся при тепловых расчетах агрегатов ДВС.

Установившийся конвективный теплообмен в общем случае описывается следующим уравнением подобия (капельные жидкости):

$$Nu = C \cdot \mathrm{Re}^p \cdot Gr^n \cdot \mathrm{Pr}^m \cdot \left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_c} \right)^{0,25}. \tag{4.74}$$

Введение множителя $(\mathrm{Pr}_Ж / \mathrm{Pr}_C)^{0,25}$ в уравнения подобия для капельных жидкостей дает возможность использовать эти уравнения при любом направлении теплового потока (от стенки к среде и наоборот) и учесть изменение теплофизических свойств среды. Индексы «ж» и «с» означают, что теплофизические параметры жидкости следует выбирать при средней ее температуре и, соответственно, при средней температуре стенки.

4.3.7. Теплообмен при естественной конвекции

Для расчета коэффициента теплоотдачи в условиях естественной конвекции в большом объеме теплоносителя обычно пользуются критериальной зависимостью вида

$$\mathrm{Nu}=\mathrm{C}(\mathrm{Gr}\cdot\mathrm{Pr})^n. \tag{4.75}$$

Значения коэффицента С и показателя степени «n» в зависимости от произведения Gr·Pr приведены в табл. 4.3.

В качестве определяющей температуры принята средняя температура пограничного слоя:

$$t_{ср} = \frac{(t_{ст} + t_{ж})}{2}, \tag{4.76}$$

где $t_{ст}$ — температура стенки, ˚С;

$t_ж$ — температура жидкости (среды) на большом удалении от нагретого тела, ˚С.

По формуле (4.75) можно рассчитывать теплоотдачу от поверхностей практически любой формы: вертикальных и горизонтальных труб, шаров, вертикальных пластин (для горизонтальных труб и шаров определяющим линейным размером, входящим в критерии Nu и Gr, является диаметр d, для вертикальных труб и пластин — высота h). Более того, если значения коэффициента «С» увеличить на 30% по сравнению с приведенным в табл. 4.3, то формулой можно пользоваться и для расчета α от горизонтальной плиты, обращенной греющей стороной вверх. Если греющая сторона обращена вниз, то значение «С» следует уменьшить на 30%. В обоих случаях определяющим является наименьший размер плиты в плане.

Таблица 4.3

Значения величин С и n

Условия движения	**Gr·Pr**	**C**	**n**
На горизонтальной трубе	$10^3 \ldots 10^9$	0,50	0,25
Вдоль вертикальной стенки	$10^3 \ldots 10^9$	0,75	0,25
Вдоль вертикальной стенки	свыше 10^{10}	0,15	0,33

Довольно часто приходится рассчитывать теплообмен естественной конвекции в узких глухих каналах. Как показывает эксперимент, большинство случаев теплопереноса в таких условиях (даже не подобных — например, в вертикальных, горизонтальных, кольцевых щелях) можно приближенно объединить общей расчетной методикой. Среднюю плотность теплового потока q между поверхностями, разделенными прослойкой газа или жидкости толщиной δ, можно рассчитывать как в случае переноса теплоты теплопроводностью через плоскую стенку:

$$q = (t_{C1} - t_{C2})\frac{\lambda_э}{\delta}, \qquad (4.77)$$

где t_{c1} и t_{c2} — большая и меньшая температуры ограждающих поверхностей;

$\lambda_э$ — эквивалентный коэффициент теплопроводности, учитывающий и конвективный перенос теплоты.

При $(Gr \cdot Pr) < 10^3$ естественную конвекцию можно вообще не учитывать, считая $\lambda_э = \lambda_ж$. При $(Gr \cdot Pr) > 10^3$ значение $\lambda_э$ становится заметно больше, чем $\lambda_ж$, и рассчитывается по формуле $\lambda_э = \varepsilon_к \cdot \lambda_ж$. Величина поправки на конвекцию определяется зависимостью

$$\varepsilon_к = 0{,}18\ (Gr \cdot Pr)^{0{,}25}. \qquad (4.78)$$

Определяющий размер при расчете Gr — толщина прослойки δ, а определяющая температура — средняя между поверхностями:

$$t_{ср} = 0{,}5\ (t_{c1} + t_{c2}).$$

4.3.8. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости в трубах и каналах

Интенсивность теплообмена в прямых гладких трубах зависит от режима течения потока, определяемого величиной $Re=\omega d/\nu$. Если $Re \le Re_{кр}$, то режим течения ламинарный. При движении жидкости в трубах $Re_{кр}=2\cdot10^3$. Развитый турбулентный режим течения устанавливается при значениях $Re>10^4$; $Re=2\cdot10^3 \div 1\cdot10^4$ соответствует переходному режиму. При ламинарном движении происходит значительное изменение температуры по сечению трубы и, соответственно, изменение плотности текущей жидкости. Вследствие этого на вынужденное движение теплоносителя накладывается свободное движение. Интенсивность свободного движения характеризуется числом Грасгофа. Средний по длине трубы коэффициент теплоотдачи при вынужденном ламинарном движении жидкости в трубе, учитывающий влияние свободной конвекции, определяется, исходя из критерия Nu:

$$Nu = 0{,}15\,\mathrm{Re}^{0{,}33}\cdot\mathrm{Pr}^{0{,}33}\cdot(Gr\cdot\mathrm{Pr})^{0{,}1}\cdot\left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{c}}\right)^{0{,}25}\cdot\varepsilon_l. \qquad (4.79)$$

Уравнение (4.79), предложенное академиком М.А. Михеевым, используется для оценки теплоотдачи в трубах и каналах при $Re<2000$ и вязкостно-гравитационном режиме течения,. Это уравнение определяет среднюю теплоотдачу в трубах и каналах различного поперечного сечения. За определяющий размер здесь принят диаметр трубы или эквивалентный диаметр канала:

$$d_э=4F/P, \qquad (4.80)$$

где P — периметр канала:

F — площадь его поперечного сечения.

Коэффициент ε_l в формуле (4.79) зависит от отношения l/d, где l — длина трубы. При $l/d>50$, $\varepsilon_l=1$. Значение для коротких труб выбирается в зависимости от l/d:

Таблица 4.4

Значение коэффициента ε_l

$\frac{l}{d}$	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ε_l	1,9	1,7	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1

При турбулентном режиме жидкость в потоке весьма интенсивно перемешивается и естественная конвекция практически не оказывает влияния на интенсивность теплообмена. Для определения среднего по длине трубы коэффициента теплоотдачи при развитом турбулентном движении

($Re \geq 10^4$) академик М.А. Михеев рекомендовал следующее уравнение подобия:

$$Nu = 0{,}021 \cdot \mathrm{Re}^{0,8} \cdot \mathrm{Pr}^{0,43} \cdot \left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{ст}} \right)^{0,25}. \qquad (4.81)$$

В уравнение (4.81) не входит критерий Грасгофа, так как свободное движение не оказывает влияния на теплоотдачу. Уравнение (4.81) справедливо для различной формы поперечного сечения канала, в том числе для кольцевого ($d_2/d_1=1\div5{,}6$) и щелевого ($a/b=1\div40$).

За определяющую температуру в уравнениях (4.81) и 4.79) принята средняя температура потока жидкости. За определяющий геометрический размер — диаметр трубы или эквивалентный диаметр канала любой формы.

Для воздуха формула (4.81) упрощается:

$$\mathrm{Nu}=0{,}018 \cdot \mathrm{Re}^{0,8}. \qquad (4.82)$$

При переходном режиме течения теплоотдача не может быть описана единым уравнением подобия, так как при этих условиях характер движения и теплообмена зависит от многих факторов, трудно поддающихся количественной оценке. При Re=idem соотношение между возможными максимальными коэффициентами теплоотдачи составляет 20÷100. Поэтому для этой области режимов теплообмена можно определить только наиболее вероятные значения коэффициентов теплоотдачи по уравнению

$$Nu = \kappa_0 \, \mathrm{Pr}^{0,43} \cdot \left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{ст}} \right)^{0,25} \qquad (4.83)$$

Величина κ_0 выбирается в зависимости от величины критерия Re.

Таблица 4.5

Значение величины κ_0

$Re \cdot 10^{-3}$	2,2	2,3	2,5	3,0	3,5	4	5	6	7	8	9	10
κ_0	2,2	3,6	4,9	7,5	10	12,2	16,5	20	24	27	30	33

4.3.9. Теплоотдача при поперечном обтекании труб

Процесс теплоотдачи при поперечном обтекании труб имеет особенности, которые обусловлены гидродинамикой движения жидкости вблизи поверхности трубы.

Для определения коэффициента теплоотдачи при поперечном омывании одиночной трубы используют следующие уравнения подобия:
при $Re=5\div10^3$

$$Nu = 0{,}5 \cdot \mathrm{Re}^{0{,}5} \cdot \mathrm{Pr}^{0{,}38} \cdot \left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{ст}} \right)^{0{,}25}.; \quad (4.84)$$

при $\mathrm{Re}=10^3 \div 2 \cdot 10^5$

$$Nu = 0{,}25 \cdot \mathrm{Re}^{0{,}6}\ \mathrm{Pr}^{0{,}38} \cdot \left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{ст}} \right)^{0{,}25}. \quad (4.85)$$

За определяющий линейный размер принят внешний диаметр трубы; за определяющую температуру — температура потока; скорость жидкости отнесена к самому узкому сечению канала, в котором расположена труба.

При омывании поперечным потоком жидкости пучка труб интенсивность теплоотдачи зависит не только от факторов, влияющих на теплоотдачу одиночной трубы, но и от взаимного расположения труб в пучке, а также от плотности пучка. В теплообменных устройствах с целью увеличения поверхности теплообмена трубы собирают в пучок. Применяются два вида расположения труб в пучках: коридорное и шахматное.

Средний коэффициент теплоотдачи при $\mathrm{Re}=10^3 \div 10^5$ может быть определен из уравнения

$$Nu = C \cdot \mathrm{Re}^{n} \cdot \mathrm{Pr}^{0{,}33} \cdot \left(\frac{\mathrm{Pr}_{ж}}{\mathrm{Pr}_{ст}} \right)^{0{,}25} \cdot \varepsilon_s. \quad (4.86)$$

Для шахматных пучков C=0,41; n=0,6; для коридорных пучков C=0,26; n=0,65. Поправочный коэффициент ε_s учитывает влияние относительных шагов; для шахматного пучка при $S_1/S_2<2$; $\varepsilon_s=(S_1/S_2)^{1/6}$, при $S_1/S_2 \geq 2$; $\varepsilon_s=1{,}12$; для коридорного пучка $\varepsilon_s=(S_1/S_2)^{-0{,}15}$.

4.4. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

4.4.1. Основные понятия и определения

Тепловое излучение представляет собой процесс распространения внутренней энергии нагретого тела путем электромагнитных волн. Возбудителями этих волн являются электрически заряженные материальные частицы, т. е. электроны и ионы, входящие в состав вещества. Помимо волновых свойств излучение обладает также корпускулярными свойствами. Корпускулярные свойства состоят в том, что лучистая энергия излучается и поглощается веществом не непрерывно в виде бесконечной электромагнитной волны, а в виде определенных порций, так называемых квантов энергии излучения. По современным представлениям, носителями этих порций (квантов) электромагнитной энергии являются элементарные частицы излучения — фотоны, обладающие энергией, количеством движения и электромагнитной массой.

Таким образом, излучение обладает волновой и корпускулярной (квантовой) природой. Согласно этому, энергия и импульсы сосредотачи-

ваются в фотонах, а вероятность нахождения их в том или ином месте пространства — в волнах. Соответственно этому излучение характеризуется длиной волны (λ) или частотой колебаний ($\nu=c/\lambda$). Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу и различаются лишь длиной волны, в зависимости от которой различают космическое, γ- излучение, рентгеновское, ультрафиолетовое, видимое (световые лучи), инфракрасное и т. д.

Для теплообмена имеет значение излучение, энергия которого при поглощении его веществом превращается в тепловую и наоборот. В наибольшей степени такими свойствами обладает излучение с длиной волн от 0,4 до 800 мкм. Это излучение называют **тепловым**. Оно состоит из видимого (светового) излучения (от 0,4 до 0,8 мкм) и из инфракрасного излучения (от 0,8 до 800 мкм). В области температур до 2000˚С основную роль в теплообмене играет второе, т. е. инфракрасное излучение.

Тепловое излучение — сложный процесс, связанный с двойным преобразованием энергии: сначала переход тепловой энергии в излучение электромагнитных волн, затем движение волн (фотонов) и, наконец, поглощение электромагнитных колебаний поглощающей средой или телом (абсорбция) — еще одно преобразование энергии.

Большинство твердых и жидких тел имеет сплошной (непрерывный) спектр излучения, т. е. излучает энергию всех длин волн от 0 до ∞. К твердым телам, имеющим непрерывный спектр излучения, относятся непроводники и полупроводники электричества, металлы с окисленной шероховатой поверхностью. Некоторые тела излучают энергию только в определенных интервалах длин волн, т. е. излучают энергию с прерывистым спектром. К ним относятся чистые металлы, газы и пары, которые характеризуются выборочным или селективным излучением.

4.4.2. Виды лучистых потоков

Количество энергии, излучаемое поверхностью тела во всем интервале длин волн (от $\lambda=0$ до $\lambda=\infty$) в единицу времени, называется **интегральным (полным) потоком излучения** Q (Вт). Излучение, соответствующее узкому интервалу длин волн, называется **монохроматическим**. Количество энергии, излучаемое единицей поверхности тела в единицу времени, называется **излучательной способностью** тела E (Вт/м^2) или **плотностью интегрального излучения**. Излучательная способность тела, отнесенная к определенной волне излучения, называется **интенсивностью излучения** J (Вт/м^3).

Лучистый поток Q, падающий на тело, частично им поглощается Q_A, частично отражается Q_R, частично проходит сквозь тело Q_D (рис. 4.6).

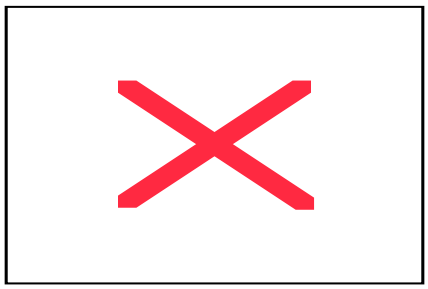


Рис. 4.6. Схема распределения падающей лучистой энергии

Количество лучистой энергии, падающей на данное тело, можно записать:

$$Q=Q_A+Q_R+Q_D \qquad (4.87)$$

Разделив обе части равенства на Q и обозначив

$$Q_A/Q=A, \quad Q_R/Q=R, \quad Q_D/Q=D,$$

получим

$$1=A+R+D. \qquad (4.88)$$

Коэффициенты A, R, D характеризуют соответственно поглощательную, отражательную и пропускную (прозрачность) способность тела. В связи с этим они именуются **коэффициентами поглощения, отражения** и **пропускания**, которые для различных тел могут изменяться от 0 до 1.

Если A=1, то R=D=0; это означает, что вся падающая лучистая энергия полностью поглощается телом. Такие тела называются **абсолютно черными** или просто черными.

Если R=1, то A=D=0; это означает, что вся падающая лучистая энергия полностью отражается телом. При этом, если отражение правильное, тела называются **зеркальными**; если же отражение диффузное, — **абсолютно белыми**.

Если D=1, то A=R=0; это означает, что вся падающая энергия полностью проходит сквозь тело. Такие тела называются **абсолютно прозрачными** (проницаемыми) или **диатермичными**.

В природе абсолютно черных, белых и прозрачных тел не существует; тем не менее понятие о них является очень важным для сравнения с реальными поверхностями.

Если бы тело не испытывало излучение извне, то излучаемая телом энергия представляла бы так называемое **собственное излучение** $E_{соб}$. Однако практически всегда на рассматриваемое тело падает лучистая энергия $E_{пад}$ других тел. В этом случае, если тело частично отражает падающую на него лучистую энергию, то полное излучение тела, называемое **эффективным излучением**, (рис. 4.7), запишется:

$$E_{эф}=E_{соб}+E_{отр}=E_{соб}+RE_{пад}. \quad (4.89)$$

Эффективное излучение зависит не только от физических свойств и температуры данного тела, но и физических свойств и температуры окружающих его тел. Кроме того, оно зависит от форм, размеров и относительного расположения тел в пространстве. Вследствие этих факторов физические свойства эффективного и собственного излучения различны.

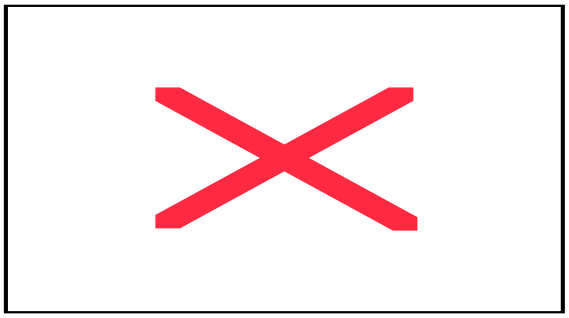


Рис. 4.7. Классификация потоков излучения

Лучистый теплообмен между телами определяется потоком результирующего излучения. **Результирующее излучение** представляет собой разность между лучистым потоком, получаемым данным телом, и лучистым потоком, который оно посылает в окружающее его пространство (см. рис. 4.7):

$$q_{рез}=E_{соб} - E_{погл}=E_{соб} - AE_{пад}. \quad (4.90)$$

Результирующий поток излучения может быть величиной положительной, отрицательной и равной нулю (при равновесном излучении).

4.4.3. Законы теплового излучения

Законы теплового излучения получены применительно к идеальному абсолютно черному телу и к условиям термического равновесия.

4.4.3.1. Закон Планка

Разрабатывая квантовую теорию излучения, М. Планк (1900 г.) теоретически установил зависимость спектральной плотности потока излучения абсолютно черного тела от абсолютной температуры и длины волны:

$$J_{0\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5}\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1}, \quad \frac{Вт}{м^3}, \quad (4.91)$$

где λ — длина волны, м;

e — основание натурального логарифма;

$c_1=3{,}74\cdot10^{-16}$, Вт/м^2 — первая постоянная Планка;

$c_2=1{,}44\cdot10^{-2}$, м·К — вторая постоянная Планка.

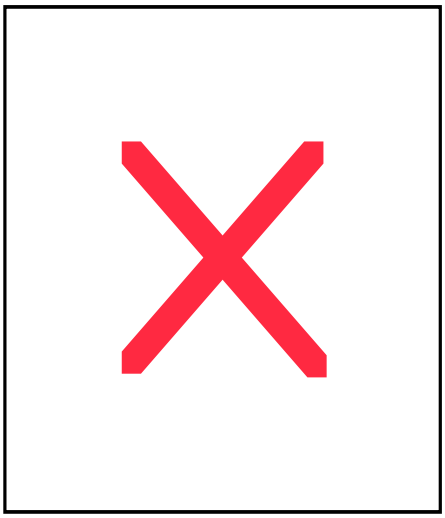


Рис. 4.8. Графическое представление закона Планка

На рис. 4.8 дано графическое представление закона Планка. Из приведенных на графике изотерм видно, что интенсивность излучения вначале, на участке у коротких волн, быстро возрастает до максимума, а затем медленно убывает. При одной и той же длине волны интенсивность излучения тем больше, чем больше температура тела.

4.4.3.2. Закон смещения (Вина)

На основе термодинамического рассмотрения черного равновесного излучения В. Вин в 1893 г. установил следующую связь между абсолютной температурой Т и длиной волны $\lambda_{макс}$, которой соответствует максимальная интенсивность излучения:

$$\lambda_{макс} \cdot T = в = const. \qquad (4.92)$$

Уравнение (4.93) является математической формулировкой закона смещения (Вина), из которого следует, что при увеличении температуры равновесной системы максимум спектральной объемной плотности энергии равновесного излучения (интенсивности излучения) — $J_{0\lambda}$ смещается в сторону более коротких длин волн. Например, для солнечного излучения ($T \approx 6000$ К) максимум интенсивности падает на видимый участок спектра ($\lambda_{макс}=0{,}5$ мкм). Для температур, встречающихся в технических устройствах (ниже 2000 К), максимум интенсивности приходится на тепловые (инфракрасные) лучи.

Для того, чтобы определить конкретные значения $\lambda_{макс}$ при задании различных температур Т, необходимо знать величину «в», называемую постоянной Вина; теоретические исследования Планка позволили произвести независимое определение «в», и, в соответствии с современными данными, ее значение равно: $в = 2{,}8978 \cdot 10^{-3}$ м·К.

Подставляя значение произведения $\lambda_{макс}\cdot T$ из (4.92) в формулу Планка (4.91), получим для максимума интенсивности $(J_{0\lambda})_{макс}$ следующее уравнение:

$$(J_{0\lambda})_{макс}=c_3T^5 \text{ Вт/м}^3,$$

где $c_3=1{,}309\cdot10^{-5}$ Вт/(м$^3\cdot$К^5).

Таким образом, максимальная интенсивность излучения пропорциональна пятой степени температуры абсолютно черного тела.

4.4.3.3. Закон И. Стефана — Л. Больцмана

Закон Стефана — Больцмана устанавливает зависимость плотности потока интегрального полусферического излучения от температуры. Эта зависимость задолго до появления квантовой теории Планка впервые экспериментально (путем измерений собственного излучения модели черного тела) была установлена Стефаном (1879 г.). Позднее (1884 г.) она теоретически (исходя из законов термодинамики) была получена Больцманом. Поэтому закон получил объединенное название Стефана — Больцмана. Закон Стефана — Больцмана для поверхностной плотности потока интегрального излучения E_0, Вт/м^2 можно выразить следующим образом:

$$E_0=\int_0^\infty J_{0\lambda}d\lambda=\int_0^\infty\frac{c_1d\lambda}{\lambda^5\left(e^{c_2/\lambda T}-1\right)}.$$

В результате интегрирования получаем

$$E_0=\sigma_0\cdot T^4, \text{ Вт/м}^2, \tag{4.93}$$

где $\sigma_0=5{,}67\cdot10^{-8}$, Вт/(м$^2\cdot$К) — константа излучения абсолютно черного тела.

В технических расчетах для удобства пользования константу σ_0 увеличивают в 10^8 раз, а для компенсации в формуле (2.93) температуру делят на 100. Тогда закон Стефана — Больцмана приобретает вид

$$E_0=c_0\left(\frac{T}{100}\right)^4, \tag{4.94}$$

где $c_0=5{,}67$ Вт/(м$^2\cdot$К^4) — коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Закон Стефана — Больцмана может быть применен и к серым телам. В этом случае используется положение о том, что у серых тел, так же, как и у черных, собственное излучение пропорционально абсолютной температуре в четвертой степени, но энергия излучения меньше, чем энергия излучения черного тела при той же температуре.

Для серых тел этот закон имеет вид

$$E=\varepsilon E_0=\varepsilon c_0\left(\frac{T}{100}\right)^4=c\left(\frac{T}{100}\right), \tag{4.95}$$

где $\varepsilon=E/E_0=c/c_0<1$ — интегральная степень черноты серого тела представляет собой относительную излучательную способность серого тела.

Таким образом, степень черноты представляет собой отношение излучательной способности реального серого тела к излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре. Степень черноты (относительный коэффициент излучения) серого тела зависит от природы тела, температуры, состояния поверхности и в большинстве случаев определяется экспериментальным путем.

4.4.3.4. Закон Кирхгофа

Закон Кирхгофа устанавливает связь между излучательной и поглощательной способностями тела. В 1860 г. немецким физиком Г. Кирхгофом, исходившим из второго начала териодинамики, теоретически было установлено, что отношение излучательной способности абсолютно черного тела к его поглощательной способности является функцией только длины волны и абсолютной температуры. Эта функция является универсальной для всех тел, находящихся при одинаковой температуре. Исследованиями Кирхгофа было положено начало количественной теории теплового излучения.

Уравнение, выражающее закон Кирхгофа, можно записать в общем виде:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \mathrm{K} = E_0 = c_0\left(\frac{T}{100}\right)^4 = f(T). \qquad (4.96)$$

На основании этого уравнения можно сделать вывод, что для любого тела отношение его излучательной способности к поглощательной способности равно излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре и зависит только от температуры.

Подставляя в уравнение (4.96) вместо значений

$$E_1 = c_1\left(\frac{T}{100}\right)^4, \qquad E_2 = c_2\left(\frac{T}{100}\right)^4 \text{ и т.д.}$$

и сокращая обе части равенства на $(T/100)^4$, получим

$$\frac{c_1}{A_1} = \frac{c_2}{A_2} = \frac{c_3}{A_3} = \mathrm{K} = c_0. \qquad (4.97)$$

Если сравнить уравнения (4.97) и $\varepsilon = E/E_0 = c/c_0$, то окажется, что $A = \varepsilon$, т. е. поглощательная способность тела и степень черноты численно равны друг другу.

Из уравнения (4.96) вытекает, что излучательная способность всех тел меньше излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре.

4.4.4. Особенности излучения паров и реальных газов

Газы, как и твердые тела, обладают способностью излучать и поглощать лучистую энергию, но для различных газов эта способность различна. Одно- и двухатомные газы (кислород, водород, азот и др.) для тепловых лучей практически прозрачны (диатермичны). Значительной излучательной и поглощательной способностью обладают трех- и многоатомные газы, например, углекислота (CO_2), водяной пар (H_2O), сернистый ангидрид (SO_2), аммиак (NH_3) и др. По сравнению с твердыми телами излучение и поглощение газов имеет ряд особенностей.

Излучение и поглощение газов носит характер **избирательного (селективного) излучения**, т. е. газы излучают и поглощают энергию лишь в определенных интервалах длин волн, в так называемых полосах, расположенных в различных частях спектра, в то время как твердые тела в большинстве случаев излучают и поглощают лучистую энергию длин волн от 0 до ∞. Например, для углекислоты и водяного пара наиболее важное значение имеют следующие полосы:

	Углекислота CO_2	Водяной пар H_2O
1-ая полоса	λ=2,36÷3,02 мкм	λ=2,24÷3,27 мкм
2-ая полоса	λ=4,01÷4,80 мкм	λ=4,80÷8,50 мкм
3-ая полоса	λ=12,5÷16,5 мкм	λ=12,0÷25,0 мкм

Твердые тела для тепловых лучей непрозрачны, поэтому можно считать, что излучение и поглощение лучистой энергии происходит в поверхностном слое.

Излучение и поглощение газов носит объемный характер, так как в нем участвуют все микрочастицы газа, заключенные в рассматриваемом объеме. При прохождении тепловых лучей через газ их энергия вследствие поглощения уменьшается. Количество поглощенной энергии зависит от числа встречаемых тепловым лучом молекул газа, т. е. определяется длиной пути луча l и давлением газа P. Поэтому поглощательная способность газа A_λ для какой-нибудь длины волны является функцией произведения Pl.

Кроме того, поглощательная способность газа зависит от его температуры T. Поэтому можно записать

$$A_\lambda = f_1(T, Pl). \qquad (4.98)$$

Согласно закону Кирхгофа, тела, поглощающие лучистую энергию, обладают способностью ее излучать. Наличие излучения газа доказывается следующим образом.

Пусть имеется некоторое полое тело с одинаковой температурой по всей внутренней поверхности. В отношении лучистого обмена внутренняя поверхность такого тела будет находиться в состоянии динамического равновесия: каждый его элемент излучает столько энергии, сколько он сам получает от остальной части поверхности.

Если заполнить это полое тело газом, температура которого равна температуре тела, то при наличии газа каждый элемент поверхности будет излучать такое же количество энергии, как и раньше, но от остальной части поверхности сам он будет получать меньше, так как часть этой энергии поглощается газом. Так как температура газа равна температуре стенок, т. е. соблюдается тепловое равновесие газа и стенок, недостающая энергия может быть получена только за счет собственного излучения. Поэтому можно считать, что излучаемая газом энергия и энергия, поглощаемая им, равны между собой. Известно, что при полосовых спектрах излучения, которые характерны для газов, закон Стефана — Больцмана неприменим. Например, согласно опытным данным для углекислого газа и водяного пара излучательная способность может быть определена по формулам:

$$E_{CO_2} = 3{,}5(Pl)^{0{,}33} \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^{3{,}5}; \qquad (4.99)$$

$$E_{H_2O} = 3{,}5 \cdot P^{0{,}8} \cdot l^{0{,}5} \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^{3}. \qquad (4.100)$$

Иначе говоря, каждый газ имеет свой собственный закон излучения, что, естественно, затрудняет теплотехнические расчеты. Поэтому в основу практических расчетов по излучению положен все же закон 4-ой степени абсолютной температуры — закон Стефана — Больцмана:

$$E_г = \varepsilon_г \cdot c_0 (T/100)^4, \qquad (4.101)$$

где $E_г$ — количество энергии излучения газа в единицу времени;

$\varepsilon_г$ — степень черноты газа.

Учитывая, что степень черноты представляет отношение излучательных способностей рассматриваемого и абсолютно черного тел, из уравнений (4.99 и 4.100) можно сделать вывод, что $\varepsilon_г = f(T, Pl)$.

Для смеси газов степень черноты не равна сумме степеней черноты компонентов, а определяется, например, для смеси из двух газов:

$$\varepsilon_г = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \Delta\varepsilon_г.$$

Это обстоятельство определяется тем, что полосы излучения и поглощения для компонентов частично совпадают, что предопределяет взаимное поглощение энергии компонентов.

Формулой (4.101) определяется количество энергии, излучаемой газом в пустоту, которую можно рассматривать как абсолютно черное пространство при Т=0°К. В действительности газ всегда огражден твердой по-

верхностью (оболочкой), температура которой выше 0°К, а степень черноты меньше 1. Такая поверхность имеет собственное излучение, которое частично поглощается газом, а частично — отражается. Отраженная оболочкой энергия частично поглощается газом, а частично — отражается. Результирующий тепловой поток при теплообмене излучением между газом и оболочкой определится разностью между тепловым потоком, излучаемым газом на оболочку, и частью излучения оболочки, которое поглощается газом. Так как газ поглощает селективно, то степень черноты газа $\varepsilon_г$ и его поглощательная способность $A_г$ не равны между собой, как у твердых тел. Кроме того, при наличии излучающего газа эффективная степень черноты оболочки $\varepsilon_{эф.с}$ больше степени черноты оболочки в диатермичной среде и приближенно может быть вычислена по формуле $\varepsilon_{эф.с}=(\varepsilon_с+1)/2$. Окончательно расчетная формула теплообмена между газом и оболочкой имеет вид

$$E_{г.с} = \varepsilon_{эф.с} \cdot c_0 \left[\varepsilon_г \left(\frac{T_г}{100} \right)^4 - A_г \left(\frac{T_с}{100} \right)^4 \right]. \qquad (4.102)$$

Формула (4.102) справедлива для лучистого теплообмена, когда длина пути луча l в любом направлении одна и та же, т. е. для полусферы. В газовых телах другой формы длина пути в разных направлениях различна. В этом случае вводится понятие средней длины пути луча, которая определяется из следующего соотношения:

$$l_{ср} = 0{,}9 \frac{4V}{F}, \qquad (4.103)$$

где V — объем газа, м^3;
F — поверхность его оболочки, м^2.

4.5. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

4.5.1. Теплопередача между двумя теплоносителями через разделяющую их стенку

Передача теплоты от одной подвижной среды (жидкости или газа) к другой через разделяющую их твердую стенку любой формы называется **теплопередачей**.

Расчетная формула теплопередачи для стационарного режима имеет следующий вид:

$$Q=кH(t_{ж1}-t_{ж2}). \qquad (4.104)$$

Для однослойной плоской стенки коэффициент теплопередачи определяется следующим образом:

$$к = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \qquad (4.105)$$

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется **полным термическим сопротивлением теплопередачи**:

$$R = \frac{1}{\kappa} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} = R_{\alpha_1} + R_{\lambda} + R_{\alpha_2}. \qquad (4.106)$$

Для многослойной плоской стенки коэффициент теплопередачи для стационарного теплового режима следующий:

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}, \qquad (4.107)$$

где $\sum_{i=1}^{n} \frac{\delta_i}{\lambda_i} = R_{\lambda}$ — термическое сопротивление многослойной стенки.

Для многослойной цилиндрической стенки линейный коэффициент теплопередачи определяется:

$$\kappa_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}. \qquad (4.108)$$

Величина $к_l$ называется линейным коэффициентом теплопередачи, который численно равен количеству теплоты, проходящей через стенку трубы длиной в 1 м в единицу времени при разности температур между горячей и холодной средами в 1˚С.

4.5.2. Оптимизация (регулирование) процесса теплопередачи

В технике встречаются два вида задач, связанных с регулированием процесса теплопередачи. Один вид задач связан с необходимостью уменьшения количества передаваемой теплоты (тепловых потерь), т. е. с необходимостью введения в конструкцию устройств, агрегатов ДВС тепловой изоляции. Другой вид задач связан с необходимостью увеличения количества передаваемой теплоты, т. е. с интенсификацией теплопередачи в агрегатах ДВС. Из уравнения (4.104) следует, что количество передаваемой теплоты (при $t_{ж1}$=idem и $t_{ж2}$=idem) зависит от значения (к·Н).

При изоляции поверхностей любой геометрической формы задача в заключительной части решается технико-экономическим расчетом. Однако при изоляции криволинейных поверхностей имеются некоторые технические особенности. Термическое сопротивление, отнесенное к 1 м длины трубы, определяется из уравнения

$$R_l = \frac{1}{\kappa_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}, \quad \frac{м \cdot К}{Вт}. \qquad (4.109)$$

При α_1=idem; d_1=idem; λ=const; α_2=idem полное термическое сопротивление теплопередачи будет зависеть от внешнего диаметра трубы d_2. Из

выражения для R_l (4.109) следует, что $R_{l1} = \frac{1}{\alpha_1 d_1}$=idem; тепловое сопротивление $R_{lc} = \frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1}$ увеличивается с возрастанием d_2; тепловое сопротивление $R_{l2} = \frac{1}{\alpha_2 d_2}$ уменьшается с увеличением d_2. Полное термическое сопротивление R_l зависит от характера изменения составляющих R_{lc} и R_{l2}.

Чтобы выяснить, как будет изменяться R_l при изменении толщины цилиндрической стенки, исследуем R_l как функцию d_2. Возьмем производную от R_l по d_2 и приравняем нулю:

$$\frac{d(R_l)}{d(d_2)} = \frac{1}{2\lambda d_2} - \frac{1}{\alpha_2 d_2^2} = 0, \qquad (4.110)$$

отсюда $d_2=d_{кр}=2\lambda/\alpha_2$,

где $d_{кр}$ — критический диаметр, м.

Значение внешнего диаметра трубы, соответствующего минимальному полному термическому сопротивлению теплопередачи, называется **критическим диаметром**.

В интервале $d_2<d_{кр}$ полное термическое сопротивление теплопередачи падает с увеличением d_2; это объясняется тем, что увеличение наружной поверхности трубы оказывает на термическое сопротивление большее влияние, чем увеличение толщины стенки.

В интервале $d_2>d_{кр}$ полное термическое сопротивление теплопередачи увеличивается с ростом d_2 из-за преобладающего влияния на R_l толщины стенки. Эту особенность изоляции криволинейных поверхностей различных агрегатов ДВС необходимо учитывать при выборе вида тепловой изоляции.

При наложении слоя тепловой изоляции на цилиндрическую поверхность полное термическое сопротивление теплопередачи определяется из выражения (4.109).

Удельные тепловые потери получим:

$$q_l = \frac{\pi\Delta t}{R_l}. \qquad (а)$$

Из выражения (а) следует, что q_l при увеличении внешнего диаметра изоляции d_3 сначала будет возрастать и при $d_3=d_{кр}$ будет иметь максимальное значение. При дальнейшем увеличении внешнего диаметра изоляции q_l будет снижаться.

Материал изоляции выбирается следующим образом: по заданным значениям α_2 и $\lambda_{из}$ определяют $d_{кр}$ из выражения (4.110). Если окажется, что $d_3<d_{кр}$, то применение выбранного материала в качестве тепловой изоляции нецелесообразно. Для целесообразного выбора изоляции необходи-

мо соблюдение условия $d_{кр}^{из} \le d_3$, а $\lambda_{из} \le \frac{\alpha_2 d_2}{2}$. Из приведенного неравенства следует, что чем меньше диаметр изолируемого трубопровода, тем меньше должен быть коэффициент теплопроводности изоляционного материала — $\lambda_{из}$, т. е. качество изоляции должно быть выше. Аналогично решается задача при изоляции сферических поверхностей.

При интенсификации теплопередачи в соответствии с основным уравнением теплопередачи (4.104) необходимо по возможности увеличить кН, но изменять по желанию температуру сред ($t_{ж1}$, $t_{ж2}$) зачастую не позволяют условия технологического процесса, неэкономичность и другие причины.

Повысить значение кН можно путем увеличения коэффициента теплопередачи, расчетной площади поверхности теплопередачи в отдельности и одновременно.

Для чистой однослойной стенки выражение коэффициента теплопередачи из выражения (4.105) имеет вид

$$к = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \qquad (б)$$

Термическое сопротивление теплопроводности металлической стенки мало $\lim(\delta/\lambda) \to 0$, и им можно пренебречь, тогда

$$к = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_2}{1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1}}. \qquad (в)$$

Из этого уравнения следует, что если $\alpha_2 >> \alpha_1$, то $к \cong \alpha_1$ и если $\alpha_1 >> \alpha_2$, то $к \cong \alpha_2$, т. е. коэффициент теплопередачи всегда меньше минимального значения коэффициента теплоотдачи.

В соответствии с уравнением (в) и выводом для увеличения коэффициента теплопередачи необходимо повышать минимальный коэффициент теплоотдачи. Если $\alpha_1 \cong \alpha_2$, то «к» можно увеличить за счет увеличения любого α.

Для указанной однослойной металлической стенки

$$кН = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 H_1} + \frac{\delta}{\lambda H_{ср}} + \frac{1}{\alpha_2 H_2}}, \qquad (г)$$

и соответственно запишется выражение общего термического сопротивления теплопередачи:

$$R_{об} = \frac{1}{кН} = \frac{1}{\alpha_1 H_1} + \frac{\delta}{\lambda H_{ср}} + \frac{1}{\alpha_2 H_2}. \qquad (д)$$

Естественно, чем меньше общее термическое сопротивление, тем больше значение «к·Н», интенсивнее процесс теплопередачи.

Значение термических сопротивлений $\frac{1}{\alpha_1 H_1}$ и $\frac{1}{\alpha_2 H_2}$ зависит не только от величин α_1 и α_2, но и от размеров площадей поверхностей H_1 и H_2. Следовательно, если α мало, то термическое сопротивление теплоотдачи можно уменьшить, увеличивая соответствующую площадь поверхности. Таким образом, для уменьшения общего термического сопротивления необходимо уменьшать наибольшее термическое сопротивление, т. е. увеличивать ту площадь поверхности, со стороны которой α меньше. Увеличение площади поверхности теплоотдачи достигается путем ее оребрения.

4.5.3. Теплопередача при переменных температурах (расчет теплообменных аппаратов)

Теплообменным аппаратом (ТА) называется устройство, предназначенное для передачи теплоты от одной среды к другой. Общие вопросы по ТА достаточно освещены в учебниках «Теплопередача». Ниже приводятся некоторые специальные вопросы по обеспечению нормальных тепловых режимов агрегатов и узлов автомобиля.

Так, например, система охлаждения ДВС состоит из комплекса устройств. В систему входят теплообменники (радиаторы) для отвода теплоты от воды и масла в атмосферу.

Для определения конструктивных размеров и оценки эффективности теплообменных аппаратов выполняют тепловой и гидравлический расчеты. При тепловом расчете определяют поверхности нагрева Н (конструкторский расчет) или проверяют возможность использования имеющегося теплообменника в тех или иных конкретных условиях (проверочный расчет). После теплового расчета производят гидравлический расчет.

Все расчеты ТА базируются на совместном решении уравнений теплопередачи и теплового баланса. Предварительно все параметры, относящиеся к горячему теплоносителю, обозначим подстрочным индексом 1, к холодному — 2; параметры на входе в теплообменник — одним штрихом, на выходе — двумя штрихами.

Учитывая, что процесс теплообмена происходит при постоянном давлении и вся теплота от горячего теплоносителя без потерь переходит к холодному, можно записать уравнение теплового баланса:

$$Q = M_1 C_{p1}\left(t_1' - t_2''\right) = M_2 C_{p2}\left(t_2' - t_2''\right). \qquad (4.111)$$

Теплота греющего теплоносителя передается к нагреваемому через поверхность Н. Это выражается уравнением теплопередачи (4.104)

$$Q=кН\cdot\Delta t_{ср}, \text{ Вт}. \qquad (4.112)$$

В тех случаях, когда температура каждого теплоносителя меняется незначительно, можно среднюю разность температур вычислить по средним арифметическим температурам каждого теплоносителя:

$$\Delta t_{ср}^{ариф} = \frac{t_1^{/} + t_1^{//}}{2} - \frac{t_2^{/} - t_2^{//}}{2}. \qquad (4.113)$$

Более точно средняя разность температур теплоносителей (температурный напор между теплоносителями) определяется по

$$\Delta t_{ср}^{лог} = \frac{\Delta t_{max} - \Delta t_{min}}{\ln\left(\Delta t_{max} / \Delta t_{min}\right)}, \qquad (4.114)$$

где Δt_{max}, Δt_{min} — максимальная и минимальная разность температур теплоносителей.

Подставив в формулу (4.114) значения Δt_{max} Δt_{min}, получаем для прямотока

$$\Delta t_{ср}^{лог} = \frac{\left(t_1^{/} - t_2^{//}\right) - \left(t_1^{//} - t_2^{//}\right)}{\ln \frac{t_1^{/} - t_2^{/}}{t_1^{//} - t_2''}}, \qquad (а)$$

для противотока

$$\Delta t_{ср}^{лог} = \frac{\left(t_1^{/} - t_2^{//}\right) - \left(t_1^{//} - t_2^{/}\right)}{\ln \frac{t_1^{/} - t_2^{//}}{t_1^{//} - t_2^{/}}}. \qquad (б)$$

На основании уравнения теплового баланса можно определить Q, а также расход одного из теплоносителей. Определив температурный напор между теплоносителями $\Delta t_{ср}$ и коэффициент теплопередачи «к», можно рассчитать поверхность нагрева теплообменного аппарата H (конструкторский расчет):

$$H = \frac{Q}{к \Delta t_{ср}}. \qquad (4.115)$$

При проверочном расчете поверхность нагрева H известна; определяют Q и конечные температуры t_1'' и t_2'', используя метод последовательных приближений.

4.5.3.1. Нестационарная теплопередача (нагревание, охлаждение резервуаров)

Имеем резервуар с жидкостью, в котором помещен нагреватель или подается сухой насыщенный пар с постоянной температурой — $t_к$, время нагрева (охлаждения) — z.

Рассмотрим уравнение элементарного теплового баланса:

$$\delta Q = M \cdot C_р \cdot dt = (t_к - t_2) \cdot к \cdot H \cdot dz. \qquad (а)$$

Разделяя переменные в уравнении (а)

$$\frac{dt}{t_2 - t_K} = \frac{\kappa H}{MC_p} dz \qquad \text{(б)}$$

и интегрируя уравнение (б), получим

$$\ln \frac{t_2^{/} - t_K}{t_2^{//} - t_K} = -\frac{\kappa H}{MC_p} z = x \qquad (4.116)$$

или

$$t_к - t_2^{//} = \left(t_K - t_2^{/}\right) \mathrm{e}^{-x}. \qquad (4.117)$$

Эти уравнения позволяют определить или время нагрева z, или конечную температуру t_2''.

5. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ

5.1. Введение

Предлагаемые методические указания предназначены для студентов всех специальностей и знакомят их с методикой проведения лабораторных работ. Лабораторные работы являются продолжением теоретического курса, имеют важное значение при подготовке инженерных кадров.

При проведении лабораторных работ закрепляются знания, полученные при изучении теоретического курса, путем ознакомления с устройством, работой отдельных тепловых устройств, приобретаются навыки самостоятельной научно-исследовательской работы студентов.

Перед выполнением работ необходимо проработать соответствующие разделы курса теплопередачи.

В качестве основных учебных пособий рекомендуются:

1. Исаченко В.П.,Осипова В.А.,Сукомел А.С.Теплопередача. — М.: Энергия, 1975.
2. Бахмат Г.В., Кабес Е.Н., Степанов О.А. Термодинамика и теплопередача. — Тюмень: ТюмГНГУ, 2000.

5.2. Порядок проведения лабораторных работ

1. Перед проведением лабораторных работ студенты обязаны ознакомиться с правилами по технике безопасности и строго их соблюдать.
2. Перед проведением лабораторной работы необходимо ознакомиться с ее содержанием и изучить теоретический материал данного раздела.
3. В черновую тетрадь заносятся: схема установки, таблица для записи наблюдений, расчетные уравнения.
4. Необходимые измерения производятся на установившемся тепловом режиме (т.е. когда температура тела не изменяется во времени) и записываются в соответствующие графы журнала наблюдений***. При выполнении работ на ПЭВМ период ожидания установившегося режима – около 3 минут.***
5. При обнаружении неисправности (сбой в программе ПЭВМ) немедленно сообщить об этом лаборанту или преподавателю.
6. После проведения измерений производится черновая обработка результатов опыта. Эти результаты представляются преподавателю на подпись.
7. Отчет о лабораторной работе составляется к следующему занятию.
8. В отчет по работе должны входить следующие данные:

а) таблицы опытных данных;
б) необходимые графики;
в) выводы по выполненной работе.
9. Студенты, не предоставившие отчет, к следующей лабораторной работе не допускаются.

5.3 . Основные обозначения

L – длина, [м]
d – диаметр, [м]
f – площадь поперечного сечения, [м^2]
H – поверхность, [м^2]
τ - время, [сек.]
t – температура, [^{o}C]
T – абсолютная температура, [К]
t_f – температура жидкости, газа, [^{o}C]
t_w – температура стенки, [^{o}C]
Q – тепловой поток, [Вт]
q – плотность теплового потока, [Вт/м^2]
q_l – линейная плотность потока на единицу длины трубы, [Вт/м]
k – коэффициент теплопередачи, [Вт/м^2·град.]
λ - коэффициент теплопроводности, [Вт/м·град.]
E – излучательная способность [Вт/м^2]
c – коэффициент излучения, [Вт/м^2·К^4]
ε - степень черноты,
υ - удельный объем, [м^3/кг]
ρ - плотность, [кг/м^3]
μ - коэффициент динамической вязкости, [кг/м·сек.]
ν - коэффициент кинематической вязкости, [м^2/с]
a – коэффициент температуропроводности, [м^2/с]
β - коэффициент объемного расширения, [1/К]
g – ускорение силы тяжести, [м/с^2]
U – падение напряжения, [В]
I – сила тока, [А]
ℓ – характерный размер, [м]

Безразмерные параметры:

R_e – число Рейнольдса,
N_u – число Нуссельта,
G_r – число Грасгофа,
P_r – число Прандтля.

5.4 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ МЕТОДОМ ТРУБЫ

5.4.1. Цель работы

1. Изучение процесса теплопроводности.
2. Ознакомление с одним из экспериментальных методов.
3. Получение навыков в проведении эксперимента.

5.4.2. Задание

1. Определить коэффициент теплопроводности двух исследуемых материалов.
2. Установить зависимость коэффициентов теплопроводности от температуры.
3. Сопоставить между собой полученные данные.
4. Составить отчет по работе.

Теплопроводность представляет собой процесс распространения тепла путем непосредственного соприкосновения беспорядочно движущихся (колеблющихся) структурных частиц вещества – молекул, атомов, электронов. Это так называемый молекулярный способ переноса тепловой энергии, который может осуществляться в любых термически неравновесных (т.е. имеющих различные температуры) телах или системах тел.

В основу теории теплопроводности положен закон Фурье – тепловой поток прямо пропорционален температурному градиенту:

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dn} H \quad , \tag{5.1}$$

где

H – площадь поверхности, через которую проходит тепло, [м^2];

λ - коэффициент теплопроводности;

$\frac{dt}{dn}$ - температурный градиент, [К/м], [^{o}С/м].

Коэффициент теплопроводности характеризует способность тел проводить тепло:

$$\lambda = \frac{|Q|}{\left| H \cdot \frac{dt}{dn} \right|} \cdot \tag{5.2}$$

По своему физическому смыслу коэффициент теплопроводности представляет собой количество тепла, проходящего в единицу времени через единицу изотермической поверхности при температурном градиенте, равном единице, или другими словами, это тепловой поток в единицу времени через единицу изотермической поверхности при изменении температуры на единицу толщины стенки в один градус. Коэффициент теплопроводности зависит от природы тела, его пористости, влажности, давления, температуры и других параметров. Для всех материалов с изменением температуры λ изменяется по линейному закону во всем рассматриваемом интервале температур:

$$\lambda = \lambda_o(1 \pm bt) \ , \tag{5.3}$$

где

λ_o – коэффициент теплопроводности при 0 °С;

b – постоянная, характеризующая приращение (уменьшение) λ материала при повышении его температуры на 1 °С.

Численное значение коэффициента теплопроводности определяется опытным путем различными методами (шара, плиты и др). Для теплоизоляционных материалов ($\lambda \leq 0{,}3$ [Вт/м·К]) наибольшее распространение получил метод трубы (цилиндра), сущность которого заключается в следующем.

При установившемся тепловом режиме количество тепла Q, передаваемого в единицу времени от внутренней поверхности цилиндра к наружной на участке длиной L, определяется согласно закону Фурье для цилиндрической стенки:

$$Q = \frac{2\pi L(t_1 - t_2)\lambda}{\ln\frac{d_2}{d_1}}. \tag{5.4}$$

Установившийся (стационарный) режим предполагает неизменность температур t_1 и t_2 на внутренней и внешней поверхностях стенки диаметром, соответственно d_1 и d_2 (см. рис. 1), в различные моменты времени.

Таким образом, если коэффициент теплопроводности рассматривать как постоянную в диапазоне температур t_1-t_2 величину, то измерив значения t_1, t_2, Q, его можно вычислить из уравнения

$$\lambda = \frac{Q\ln\frac{d_2}{d_1}}{2\pi L(t_1 - t_2)}. \tag{5.5}$$

5.4.3. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка, принципиальная схема которой изображена на рис. 5.1, предназначена для определения коэффициентов теплопроводности двух различных материалов. Она состоит из двух элементов, которые отличаются один от другого только материалом испытуемой изоляции, поэтому в дальнейшем будет описано устройство лишь одного элемента. Он представляет собой медную трубу (13) наружным диаметром d_1=12 мм и длиной L=350 мм, на которую нанесен слой испытуемой изоляции (14) диаметром d_2=24мм. Внутри трубы помещена спираль (15), по которой пропускается электрический ток, служащий источником тепла. Все выделяющееся тепло Q передается через цилиндрическую поверхность испытуемой изоляции. Величина Q определяется по показаниям вольтметра и амперметра и для каждого из двух элементов равна:

$$Q = \frac{IU}{2}, \text{ [Вт]}. \qquad (5.6)$$

4.4.4. Порядок проведения опытов и обработка результатов эксперимента

Измерение температуры исследуемых материалов производится при помощи термопар (1-12). Горячие спаи термопар заложены на внутренней (№№ 1, 2, 3 в первом элементе и №№ 7, 8, 9 во втором элементе) и наружной (№№ 4, 5, 6 в первом элементе, и №№ 10, 11, 12 во втором элементе) поверхностях испытуемого материала. Переключение термопар производится переключателем (17). Результаты замеров вносятся в журнал наблюдений (табл. 5.1)

Убедившись, что режим работы установки стационарный (установившийся), провести после этого не менее 3-х замеров с интервалом 1-2 минуты.

Следующий опыт проводится аналогично первому при другом температурном режиме, для этого изменяют мощность тока. Замеры на 2-ом режиме начинают через 3-5 мин, после смены режима. Определение коэффициента теплопроводности производится по формуле (5.5).

Для выяснения зависимости коэффициента теплопроводности от температуры необходимо построить два графика $\lambda_{ср} = f(t_{ср})$, где $t_{ср} = \frac{t_1+t_2}{2}$ для различных элементов 2-х режимов.

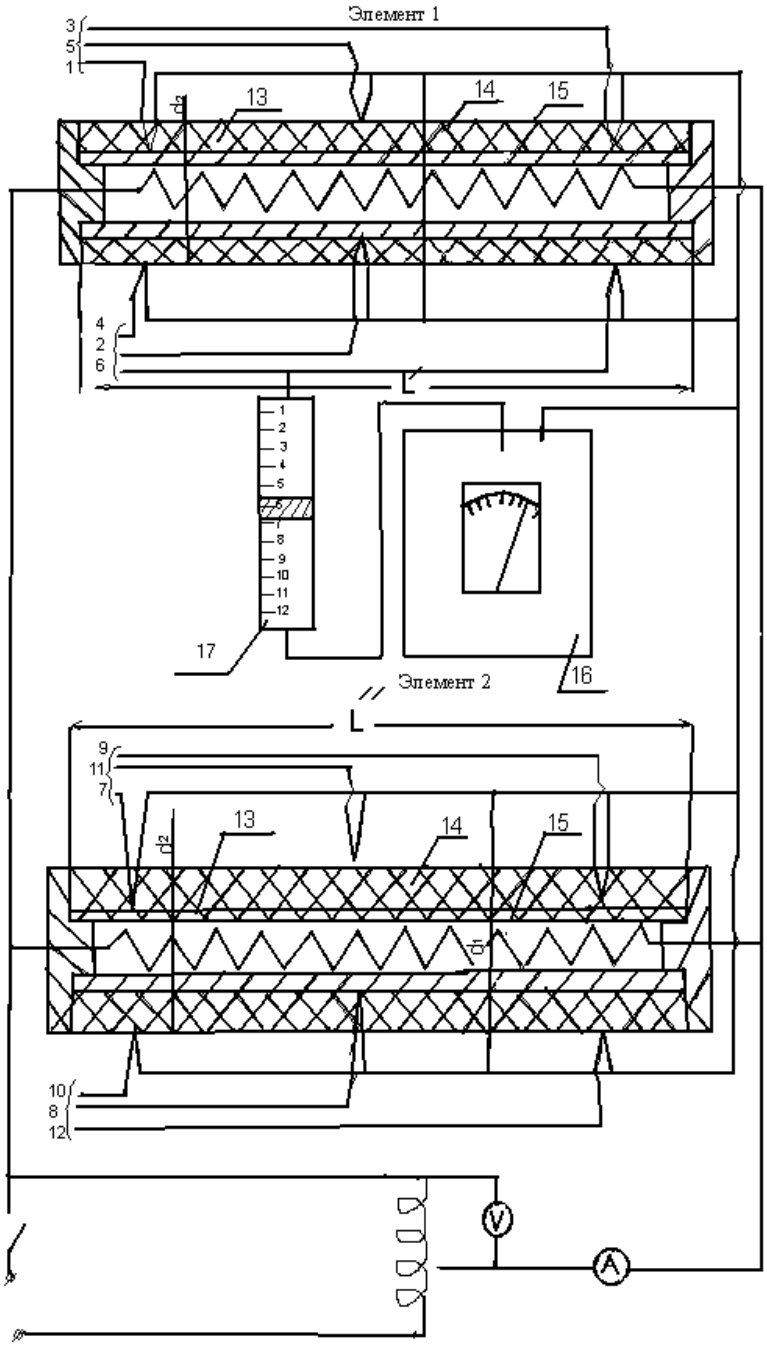


Рис. 5.1. Схема лабораторной установки

5.4.5. Содержание отчета

1. Задание.
2. Журналы наблюдений.
3. Обработка результатов опытов.
4. График зависимости коэффициентов теплопроводности от средней температуры исследуемых материалов.
5. Сравнение полученных результатов с литературными данными и между собой.

Таблица 5.1

Журнал наблюдений к работе №1

			Режим 1					
			Элемент 1			Элемент 2		
			Замер 1	Замер 2	Замер 3	Замер 1	Замер 2	Замер 3
Напряжение на нагревателе, U								
Сила тока на нагревателе, I								
Тепловой поток $Q=U \cdot I/2$								
Температуры на внутренней поверх-ности изоляции	Номера термопар							
	Эл. 1	Эл. 2						
	1	7						
	3	9						
	5	11						
Среднее значение t_1	Температуры							
Температуры на внешней поверх-ности изоляции	Номера термопар							
	Эл. 1	Эл. 2						
	2	8						
	4	10						
	6	12						
Среднее значение температуры t_2								
Расчет коэффициента теплопроводности λ								

5.4.6. Вопросы для самостоятельной проверки

1. Физическая сущность процесса теплопроводности.
2. Содержание основного закона теплопроводности и его приложение к телам простой геометрической формы.
3. Коэффициент теплопроводности и факторы, влияющие на его величину.
4. Расчетные зависимости, положенные в основу опытного определения коэффициента теплопроводности.
5. Устройство опытной установки.
6. Обработка опытных данных.

5.4.7. Защита лабораторной работы №1

Для защиты лабораторной работы №1 следует ответить на 10 вопросов по теме «Теплопроводность» из раздела «Контрольные вопросы к лабораторным работам» (см. стр.135). При ответе можно допустить не более двух ошибок. Если для защиты используется ЭВМ, то рекомендуется вначале работать в режиме «обучение». При этом машина будет воспринимать только правильные ответы и не допустит к следующему вопросу, если не дан правильный ответ на предыдущий. В режиме «зачет» машина реагирует на любой ответ и в завершении работы выставляет оценку.

5.5. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ И СТЕПЕНИ ЧЕРНОТЫ ТЕЛА

5.5.1. Цель работы

1. Закрепление знаний по тепловому излучению.
2. Ознакомление с методикой проведения экспериментов по определению степени черноты тела.
3. Развитие навыков проведения экспериментов.

5.5.2. Задание

1. Определить степень черноты ε и коэффициент излучения поверхностей 2-х различных материалов (меди и алюминия).
2. Установить зависимость изменения степени черноты от температуры поверхности.
3. Сравнить значение степени черноты меди и алюминия между собой и со справочными данными.

5.5.3. Краткое теоретическое введение

Тепловое излучение представляет собой процесс переноса тепловой энергии посредством электромагнитных волн. Количество тепла, передаваемого излучением, зависит от свойства излучающего тела и его температуры и не зависит от температуры окружающих тел.

В общем случае тепловой поток, попадающий на тело, частично поглощается, частично отражается и частично проходит сквозь тело (рис. 5.2).

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D,$$

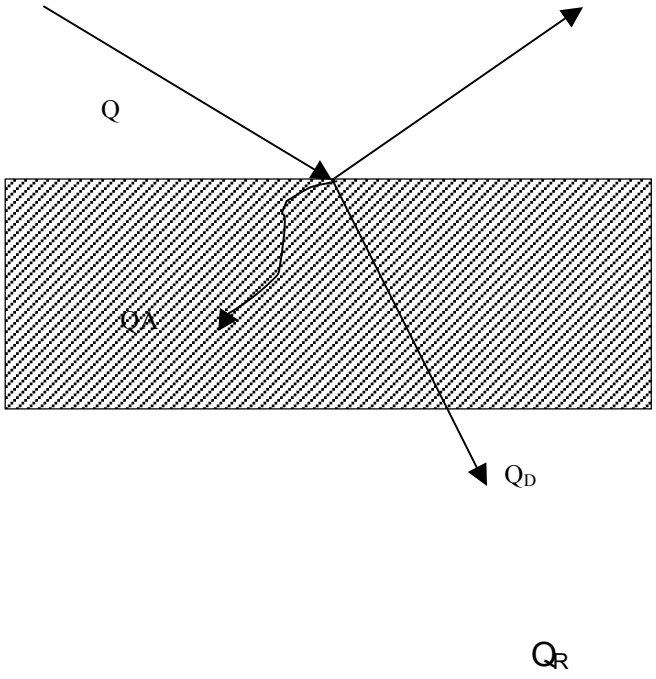


Рис. 5.2. Схема распределения лучистой энергии

$$1 = \frac{Q_A}{Q} + \frac{Q_R}{Q} + \frac{Q_D}{Q} = A + R + D$$

где Q – тепловой поток, падающий на тело;

Q_A – количество тепла, поглощаемое телом,

Q_R – количество тепла, отражаемое телом,

Q_D – количество тепла, проходящего сквозь тело.

Делим правую и левую части на тепловой поток:

Величины A, R, D, называются соответственно: поглощательной, отражательной и пропускательной способностью тела.

Если R=D=0, то A=1, т.е. весь тепловой поток, падающий на тело, поглощается. Такое тело называется ***абсолютно черным.***

Тела, у которых A=D=0, R=1, т.е. весь тепловой поток, падающий на тело, отражается от него, называются ***белыми***. При этом, если отражение от поверхности подчиняется законам оптики тела называют ***зеркальными*** - если отражение диффузное - ***абсолютно белыми.***

Тела, у которых A=R=0 и D=1, т.е. весь поток, падающий на тело, проходит сквозь него, называются ***диатермичными или абсолютно прозрачными.***

Абсолютных тел в природе не существует, однако понятие о таких телах очень полезно, особенно об абсолютно черном теле, так как законы,

управляющие его излучением, особенно просты, потому что никакое излучение не отражается от его поверхности.

Кроме того, понятие абсолютно черного тела дает возможность доказать, что в природе не существует таких тел, которые излучают больше тепла, чем черные. Например, в соответствии с законом Кирхгофа отношение излучательной способности тела E и его поглощательной способности A одинаково для всех тел и зависит только от температуры, для всех тел, включая и абсолютно черное, при данной температуре:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \ldots = \frac{E_o}{A_o} = const\,. \tag{5.7}$$

Так как поглощательная способность абсолютно черного тела A_o=1, а A_1 и A_2 и т.д. всегда меньше 1, то из закона Кирхгофа следует, что предельной излучательной способностью E_o обладает абсолютно черное тело. Поскольку в природе абсолютно черных тел нет, вводится понятие серого тела, его степени черноты ε, представляющее собой отношение излучательной способности серого и абсолютно черного тела:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_o}\quad .$$

Следуя закону Кирхгофа и учитывая, что A_o=1, можно записать $\frac{E}{A} = E_o$, откуда A=ε, т.е. ***степень черноты характеризует как относительную излучательную, так и поглощательную способность тела.*** Основным законом излучения, отражающего зависимость интенсивности излучения E_o, отнесенную к этому диапазону длин волн (монохроматическое излучение), является закон Планка.

$$E_o = c_1 1^{-5}\left(1^{\frac{C_2}{T\lambda}} - 1\right)^{-1}\quad ,$$

где λ - длина волн, [м];

C_1=3,74·10^{-6} вт·м^2, C_2=1,4338·10^{-2} м·К;

C_1 и C_2 – первая и вторая постоянные Планка.

На рис. 5.3 это уравнение представлено графически.

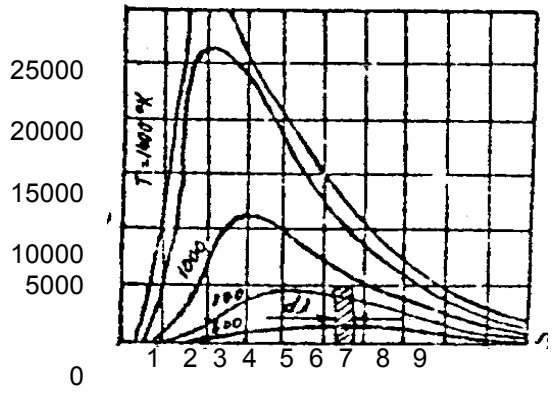


Рис. 5.3. Графическое представление закона Планка

Как видно из графика, абсолютно черное тело излучает при любой температуре в широком диапазоне длин волн. С возрастанием температуры максимум интенсивности излучения смещается в сторону более коротких волн. Это явление описывается законом Вина:

$$\lambda_{max}T=2{,}898\cdot10^{-3}\ \text{м}\cdot\text{K},$$

где λ_{max} – длина волны, соответствующая максимуму интенсивности излучения.

При значениях $\lambda T>>C_2$ вместо закона Планка можно применять закон Релея-Джинса, который носит кроме того название «закон длинноволнового излучения»:

$$E_o\lambda=\frac{C_1T}{C_2\lambda}\qquad,\tag{5.8}$$

Интенсивность излучения, отнесенная ко всему интервалу длин волн от λ=0 до λ=(интегральное излучение), можно определить из закона Планка путем интегрирования:

$$E_o=\int_o^\infty E_o\lambda d\lambda=\int_o^\infty C_1\lambda^{-5}\left(1^{\frac{C_2}{T\lambda}}-1\right)^{-1}d\lambda=\sigma_oT^4=c_o\left(\frac{T}{100}\right)^4,\ \frac{Bm}{м^2}\tag{5.9}$$

где C_o=5,67 Вт/(м^2·K^4) – коэффициент абсолютно черного тела. Выражение (5.9) носит название закона Стефана-Больцмана, который был установлен Больцманом. Для серых тел закон Стефана-Больцмана записывают в виде

$$E=C_o\varepsilon\left(\frac{T}{100}\right)^4=C\left(\frac{T}{100}\right)^4.\tag{5.10}$$

$C=C_o\varepsilon$ - излучательная способность серого тела. Теплообмен излучением между двумя поверхностями определяется на основании закона Стефана-Больцмана и имеет вид

$$Q_И=E=\varepsilon_{ПР}c_oH_1\left[\left(\frac{T_w}{100}\right)^4-\left(\frac{T_f}{100}\right)^4\right],\tag{5.11}$$

где $\varepsilon_{ПР}$ – приведенная степень черноты двух тел с поверхностями H_1 и H_2;

$$\varepsilon_{ПР} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{H_1}{H_2}\left(\frac{1}{\varepsilon_2 - 1}\right)} \quad . \qquad (5.12)$$

Если $H_1 << H_2$ то приведенная степень черноты становится равной степени черноты поверхности H_1, т.е. $\varepsilon_{ПР}=\varepsilon_1$. Это обстоятельство положено в основу метода определения излучательной способности и степени черноты серых тел, имеющих незначительные размеры по сравнению с телами, обменивающимися между собой лучистой энергией

$$\varepsilon = \frac{Q_И}{C_o H\left[\left(\frac{T_w}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_f}{100}\right)^4\right]} \quad . \qquad (5.13)$$

Как видно из формулы (5.13), для определения степени черноты и излучательной способности C серого тела необходимо знать температуру поверхности T_w испытуемого тела, температуру T_f окружающей среды и лучистый тепловой поток с поверхности тела $Q_И$. Температуры T_w и T_f могут быть замерены известными способами, а лучистый тепловой поток определяется из следующих соображений:

Распространение тепла с поверхности тел в окружающее пространство происходит посредством излучения и теплоотдачи при свободной конвекции. Полный поток Q с поверхности, тела, таким образом, будет равен:

$$Q = Q_Л + Q_К, \qquad \text{откуда} \qquad Q_Л = Q - Q_К ; \qquad (5.14)$$

$Q_К$ – конвективная составляющая теплового потока, которая может быть определена по закону Ньютона:

$$Q_К = \alpha_К H (t_w - t_f) \qquad (5.15)$$

В свою очередь, коэффициент теплоотдачи $\alpha_К$ может быть определен из выражения (см. работу №3):

$$\alpha_К = Nu_f \alpha_f / d \qquad (5.16)$$

где

$$Nu_f = c(Gr_f Pr_f)^n. \qquad (5.17)$$

Определяющей температурой в этих выражениях является температура окружающей среды t_f.

5.5.4. Схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка, принципиальная схема которой изображена на рис. 4, предназначена для определения степени черноты двух тел - меди и алюминия. Исследуемые тела представляют собой медную (9) и алюминиевую (10) трубки (элементы №1 и 2) диаметром d_1=18мм и d_2=20мм длиной L=460мм, расположенные горизонтально. Внутри трубок размещены электронагреватели 11 из нихромовой проволоки, служащие источником тепла. Тепловой поток распределяется равномерно по длине трубы. При стационарном режиме все тепло, выделяемое электронагревателем, передается через поверхность трубы в окружающую среду. Полная теплоотдача Q с поверхности трубы определяется по расходу электроэнергии. Потребляемая мощность электроэнергии регулируется автотрансформатором и измеряется амперметром и вольтметром или ваттметром.

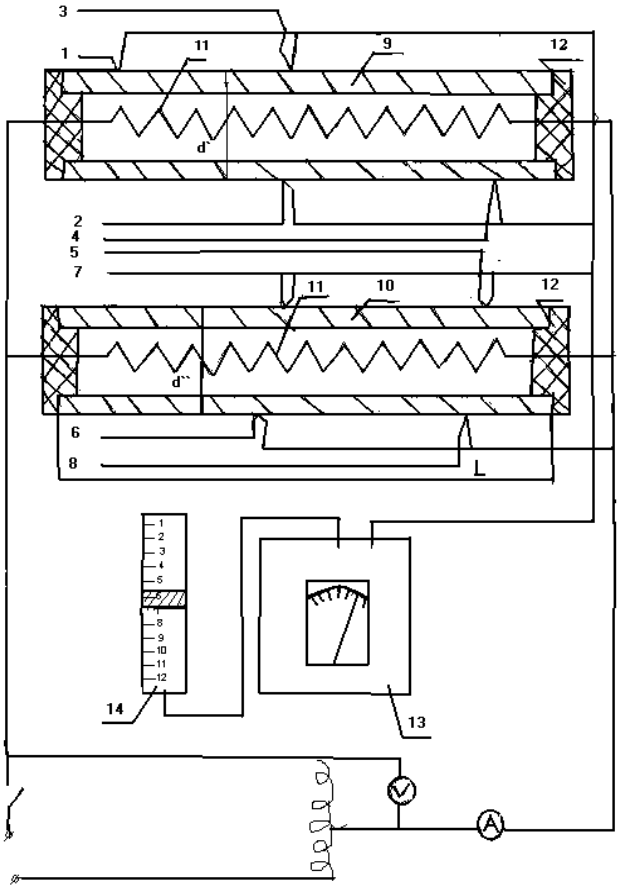


Рис. 5.4. Схема экспериментальной установки

Для уменьшения потерь тепла с торцов трубок располагают теплоизолирующие заглушки (12). Для измерения температуры поверхности в стенках каждой из трубок заложено по 5 – медь-константовых термопар (№№ 1-5 первая труба и №№ 7-11 вторая труба). Термопары поочередно

подключаются к измерительному прибору (13) при помощи переключателя (14).

5.5.5. Порядок проведения опытов и обработка результатов

Прежде чем приступить к выполнению лабораторной работы, необходимо познакомиться с теоретическим материалом и устройством установки. Работа проводится на двух режимах.

Таблица 5.2

Расчетная таблица к работе № 2

№ п/п	Наименование величины	Определение величин и расчетные соотношения	Первый режим	
			Элемент 1	Элемент 2
1.	Критерий Грасгоффа	$Cr_f = \frac{\beta_f \cdot q \cdot \Delta t d^3}{\nu_f^2}$		
а.	Коэффициент объемного расширения	$\beta_f = \frac{1}{T_f} = \frac{1}{t_f + 273}$		
в.	Температурный напор	$\Delta t = t_w - t_f$		
с.	Коэффициент кинематической вязкости воздуха	ν_f, м^2/сек		
2.	Критерий Нуссельта	$Nu_f = c\,(Cr_f Pr_f)^n$		
а.	Критерий Прандтля	Pr_f		
в.	Коэффициенты, выбираются из табл. 6.2. (см. работу № 3)	c		
		n		
3.	Поверхность трубы	$H = \pi d L$		
4.	Коэффициент теплоотдачи	$\alpha_K = \frac{Nu_f \cdot \lambda_f}{d}$		
а.	Коэффициент теплопроводности воздуха.	λ_f		
5.	Конвективная составляющая теплового потока.	$Q_K = \alpha_K \cdot H \cdot \Delta t$		
6.	Величина лучистого теплового потока	$Q_И = Q - Q_K$		
7.	Степень черноты	$\varepsilon = \frac{Q_И}{C_o \cdot H\left[\left(\frac{T_{ст}}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_f}{100}\right)^4\right]}$		
8.	Коэффициент излучения	$C = \varepsilon \cdot C_o$		
9.	Среднее значение степени черноты	$\varepsilon_{ср}$		

После снятия замеров на 1-ом режиме необходимо показать преподавателю журнал наблюдений, после чего установить 2-ой тепловой режим. Установившийся тепловой режим наступает приблизительно через 3-5 мин. при выполнении работы на ПЭВМ.

На каждом из режимов необходимо произвести с интервалом 2-3 мин. не менее 2-х замеров температуры на каждой из термопар и мощно-

сти по показаниям вольтметра и амперметра. Данные замеров занести в журнал наблюдений – табл. 5.1. Замеры производить только на установившемся режиме. Результаты расчетов свести в табл. 5.3. По полученным данным построить графики $\varepsilon = f(t)$ для 2-х испытуемых материалов. Полученные данные сравнить со справочными (табл. 1 – приложения).

Физические параметры воздуха берутся из табл. 3 приложения при определяющей температуре t_f.

Расчет работы ведется по табл. 5.2.

Таблица 5.3

Журнал наблюдений к работам № 2, 3, 4

<table>
<tr><td colspan="3" rowspan="3"></td><td colspan="4">Режим 1</td></tr>
<tr><td colspan="2">Элемент 1</td><td colspan="2">Элемент 2</td></tr>
<tr><td colspan="2">Номер замера</td><td colspan="2">Номер замера</td></tr>
<tr><td colspan="3">1</td><td>2</td><td>1</td><td>2</td></tr>
<tr><td colspan="3">Напряжение U</td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td colspan="3">Сила тока I</td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td colspan="3">Тепловой поток $Q=U\cdot I/2$</td><td colspan="3"></td></tr>
<tr><td colspan="3" rowspan="7">Температуры поверхности труб</td><td rowspan="2"></td><td rowspan="2"></td><td rowspan="2"></td><td rowspan="2"></td></tr>
<tr><td colspan="2">Номер термопары</td></tr>
<tr><td>Эл. 1</td><td>Эл.2</td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td>1</td><td>7</td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td>2</td><td>8</td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td>3</td><td>9</td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td>4</td><td>10</td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td>5</td><td>11</td><td></td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td colspan="3">Среднее значение температуры</td><td></td><td></td><td></td></tr>
<tr><td colspan="3">Температура воздуха (показания ДТВ)</td><td></td><td></td><td></td></tr>
</table>

5.5.6. Содержание отчета

1. Журнал наблюдений.
2. Обработка результатов опыта.
3. Сопоставление полученных данных между собой и со справочными данными.

4. Построение графика $\varepsilon = f(t)$ для исследуемых материалов.

5.5.7. Вопросы для самостоятельной проработки

1. Какова природа теплового излучения? От каких факторов зависит излучение тел?
2. Что такое селективный спектр и монохроматическое излучение?
3. Дайте определение абсолютно черного и серого тел, поглощательной способности степени черноты. Докажите, что коэффициент поглощения серого тела равен степени его черноты.

5.5.8. Защита работы

Для защиты работы необходимо ответить на 10 вопросов по теме «Тепловое излучение» (см. раздел «Контрольные вопросы к лабораторным работам»).

5.6. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООТДАЧИ ОТ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРУБ РАЗЛИЧНЫХ ДИАМЕТРОВ, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ОДИНАКОВОГО МАТЕРИАЛА

5.6.1. Цель работы

1. Изучение процесса конвективного теплообмена.
2. Установление зависимости коэффициента теплоотдачи α от температуры и диаметра трубы или площади ее поверхности (поверхности теплоотдачи).

Задание:

1. Определить коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 от двух горизонтальных труб различного диаметра, выполненных из одинакового материала.
2. Установить, как влияет величина диаметра трубы на коэффициент теплоотдачи. Ввиду того, что длина труб одинакова, площадь боковой поверхности труб определяется только значением диаметра, следовательно, установив зависимость $\alpha = f(d)$, одновременно устанавливается вид зависимости $\alpha = f$ (Н).
3. Установить зависимость α от температуры поверхности трубы. Построить график зависимости, $\alpha = f(t)$.

5.6.2. Краткое теоретическое введение

Конвективный теплообмен (теплоотдача) представляет собой процесс передачи тепла от твердой поверхности к газу или жидкости, или наоборот, от жидкости или газа к поверхности. Механизм теплоотдачи включает в себя теплопроводность внутри тонкого неподвижного слоя газа или жидкости у поверхности (пограничный слой) и конвекцию, т.е. способ передачи тепла, связанный с перемещением макрообъемов газа или жидкости.

Процесс теплопроводности в пограничном слое подчиняется законам, изложенным в работе №1.

Конвекция может быть свободной или вынужденной. При вынужденной конвекции перемещение различно нагретых объемов жидкости происходит под действием какого-либо постороннего источника движения (насоса, вентилятора, компрессора и т.д.)

Свободная конвекция возникает при соблюдении двух условий. 1. Наличия разности температур, и, следовательно, разности плотностей в объеме теплоносителя. В исследуемом случае разность температур создается между поверхностью трубы и окружающей средой.

2. Наличия поля тяготения. Необходимость этого условия становится ясной из следующих соображений: если в объеме теплоносителя, имеющего температуру t_1, возник некоторый объем с температурой t_2, то плотность последнего объема становится либо больше (если $t_2 < t_1$), либо меньше ($t_2 > t_1$) по сравнению с первоначальной. Тогда рассматриваемый объем, имеющий температуру t_2, в силу закона Архимеда будет либо всплывать, либо опускаться относительно всего объема теплоносителя, т.к. он стал легче или тяжелее окружающих слоев газа или жидкости. Но понятия «легкий» и «тяжелый» справедливы в поле сил тяготения. При его отсутствии (в невесомости) свободная конвекция не возникает.

Одной из важнейших задач расчетов конвективного теплообмена является определение количества тепла, отдаваемого или принимаемого той или иной поверхностью теплообмена. Это количество тепла определяется по закону Ньютона:

$$Q_K = \alpha_K (t_W - t_f) H . \qquad (5.17)$$

Здесь α_K – основная характеристика конвективного теплообмена как при свободной, так и при вынужденной конвекции. Этот коэффициент носит название коэффициента теплоотдачи и представляет собой количество тепла, отдаваемое или принимаемое единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью и теплоносителем в один градус. Следовательно, его размерность Дж/(м^2·с·град)=Вт/м^2·град. Определение величины α_K представляет значительные трудности, т.к. $\alpha_к$

зависит от многих факторов, например, геометрии поверхности, свойств теплоносителя, температуры и т.д.

Величина α_K определяется обычно из критериальных уравнений, полученных на основании теорий подобия и размерностей. Например, теплоотдача в условиях вынужденной конвекции описывается уравнением

$$Nu = c\, Re^n\, Pr^m\,, \qquad (5.18)$$

а в условиях свободной конвекции

$$Nu = c\, Cr^n\, Pr^m\,, \qquad (5.19)$$

в частности для газов,

$$Nu = c\, (Cr\, Pr)^n\,. \qquad (5.20)$$

В уравнениях (5.18), (5.19), (5.20) *Nu*- критерий Нуссельта, который служит для определения коэффициента теплоотдачи α_K:

$$\alpha_K = \frac{Nu \cdot \lambda}{\ell} \qquad (5.21)$$

Понятие о критериях подобия, входящих в уравнение (5.18), (5.19), (5.20) вводится при помощи специальной теории, называемой теорией подобия.

Их физический смысл объяснен в табл. 5.4.

Таблица 5.4

Основные критерии подобия

Наименование критерия	Формула	Что характеризует
1. Критерий Нуссельта	$Nu = \frac{\alpha \cdot \ell}{\lambda}$	Интенсивность теплообмена на границе стенка-жидкость
2. Критерий Рейнольдса	$Re = \frac{w \cdot \ell}{\nu}$	Соотношение сил инерции и сил вязкости в потоке жидкости
3. Критерий Грасгофа	$Cr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot \ell^3}{\nu^2}$	Соотношение подъемных сил и вязкости
4. Критерий Прандтля	$Pr = \frac{\nu}{a}$	Физические свойства жидкости

В критериях Нуссельта, Грасгофа, Рейнольдса содержится величина, называемая определяющим линейным размером ℓ. Выбор этого размера для каждого конкретного случая производится так, чтобы был учтен тот путь, который проходит нагреваемый (охлаждаемый) теплоноситель около поверхности. Например, воздух вдоль вертикальной трубы проходит путь, равный длине трубы, а горизонтальную трубу воздух обтекает по диаметру. Значит, в первом случае $\ell = L$ трубы, а во втором $\ell = d$.

В упомянутые критерии подобия входят также свойства теплоносителя: λ - коэффициент теплопроводности, ν - коэффициент кинематической вязкости и β - коэффициент объемного расширения. Эти параметры, а также критерий P_r выбираются из табл. 3. приложения. Коэффициент объемного расширения для воздуха может также определятся из выражения

$$\beta = \frac{1}{T_f} = \frac{1}{t_f + 273} \ . \qquad (5.22)$$

Таблица 5.5

Коэффициенты в критериальных уравнениях

CrPr	*c*	*N*
от 0 до $5 \cdot 10^2$	1,18	0,125
от $5 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^7$	0,54	0,25
от $2 \cdot 10^7$ и выше	0,135	0,33

Следует отметить, что количество тепла Q, передаваемое трубой в окружающее пространство, определяется по мощности, потребляемой электронагревателем. Это количество тепла передается окружающей среде путем теплообмена и радиации (излучения).

Коэффициент теплоотдачи α_K вычисляется (для последующего определения критерия Нуссельта) по доле конвективной составляющей теплового потока:

$$\alpha_K = \frac{Q_K}{(t_W - t_f)H} \ . \qquad (5.23)$$

В свою очередь, конвективная составляющая теплового потока Q_K определяется как полный тепловой поток за вычетом радиационной составляющей $Q_И$:

$$Q_K = Q - Q_И \, , \qquad (5.24)$$

$$Q_И = \varepsilon_{ПР} c_o \left[\left(\frac{T_W}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right] H \, , \qquad (5.25)$$

где $\varepsilon_{ПР}$ – приведенная степень черноты (см. табл. 1 приложения), C_o = 5,67 Вт / (М^2 К ^{2}) – коэффициент излучения абсолютно черного тела. Необходимо вычислить коэффициент теплоотдачи α по классическому уравнению (5.23) и сравнить его с опытом.

5.6.3. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки аналогична рис. 5.4 (работа № 2). Отличия заключаются в том, что в данной работе обе трубы выполнены из одинакового материала и имеют различные диаметры d_1 = 15 мм и d_2 = 20 мм. Длины труб одинаковы и равны L = 460 мм.

Таблица 5.6

Расчетная таблица к работам № 3и 4

Наименование величин		Расчетные формулы	Режим 1		Режим 2	
			Эле-мент 1	Эле-мент 2	Эле-мент 1	Элемент 2
Температура поверхности трубы	T_w	-				
Температура окр. среды	T_f	-				
Тепловой поток	Q	-				
Поверхность трубы	H	$H = \pi\, d\, \ell$				
Величина лучистого теплового потока	$Q_И$	$Q_И = E_{пр} \cdot C_o \left[(T_w$				
Конвективная составляющая теплового потока	Q_K	$Q_k = Q - Q_И$				
Коэффициент теплоотдачи опытный	α_K	$\alpha_K = Q_K / \left((t_w - t_f) \right)$				
Коэффициент кинематической вязкости	ν_f	-				
Критерий Прандтля	Pr	-				
Коэффициент теплопроводности	λ_f	-				
Коэффициент объемного расширения	β	$\beta = 1/T_f$				
Критерий Нуссельта	Nu	$Nu = (\alpha_K \cdot \ell)/\lambda_f$				
Критерий Грасгофа	Gr	$Gr = \dfrac{q\beta\ell^3 (t_w - t_f}{\nu_f^2}$				
Произведение (Gr · Pr)	-	-				
Расчетный критерий Цуссельта	Nu_p	$Nu_p = c(Cr \cdot \mathrm{Pr})^n$				
а) показатель	n					
б) постоянная (выбирается из табл. 6.2)	c					
Коэффициент теплоотдачи (расчетный)	α_p	$\alpha_p = (Nu_p \cdot \lambda_f)/\ell$				

5.6.4. Порядок проведения опытов и обработка результатов.

После ознакомления с теорией и устройством установки можно приступить к проведению эксперимента. Работа выполняется в двух режимах,

отличающихся величиной теплового потока, выделяемого трубами. Оба режима должны быть стационарными.

Время, необходимое для установления стационарности нового режима, составляет примерно 3-5 минут.

Журнал наблюдений для значений замеряемых параметров такой же, как и в работе № 2.

Расчет работы ведется по табл. 5.6.

5.7. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООТДАЧИ ОТ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ И ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРУБ ОДИНАКОВОГО ДИАМЕТРА, ИЗГОТОВЛЕННЫХ ИЗ ОДИНАКОВОГО МАТЕРИАЛА

5.7.1. Цель работы

1. Дальнейшее изучение конвективного теплообмена.
2. Установление качественной зависимости коэффициента теплоотдачи от геометрического положения, теплоотдающей поверхности (трубы) в пространстве.

5.7.2. Задание

1. Определить коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 от двух труб одинакового диаметра, изготовленных из одного материала, одна из которых вертикальная, а вторая – горизонтальная. Отметим, что, как и в предыдущих работах, на обе трубы подается одинаковая мощность тока, т. е. тепловой поток, поступающий от нагревателя, расположенного внутри трубы, одинаков (см. схему рис. 5.4)
2. Установить, влияет ли расположение труб в пространстве на α. Если да, то как, если нет, то почему?
3. На основании данных, полученных в работах 3 и 4, проанализировать влияние различных факторов (величины поверхности, температуры, расположения поверхности в пространстве) на коэффициент теплоотдачи α и на количество тепла, отдаваемое телом (трубой) в окружающую среду.
4. Составить отчет по работе.

5.7.3. Порядок выполнения работы

Схема установки аналогична схеме к работе №2 (стр. 124). Журнал наблюдений такой же, как в работе №2 (стр. 126).

Расчет ведется по таблице к работе №3 (стр. 131). Порядок действий при выполнении работы такой же, как и при выполнении работы №3.

Защита работ 3 и 4 осуществляется также, как и работ 1 и 2 (раздел «Конвективный теплообмен»)

5.8.ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица 5.7

Степень черноты полного излучения различных материалов.

Материалы и характер поверхности	T, °C	ε
Алюминий полированный	225 – 575	0,039 – 0,067
Алюминий шероховатый	26	0,055
Алюминий окисленный при 600 °C	200 - 600	0,11 – 0,19
Дюралюминий окисленный	50 – 150	0,36 – 0,37
Дюралюминий полированный	50 – 150	0,061 – 0,062
Железо окисленное гладкое	125 – 525	0,78 – 0,82
Латунь полированная	245 – 355	0,028 – 0,031
Латунь тусклая	50 – 350	0,22
Медь полированная	115	0,023
Медь окисленная при нагреве до 600 °C	200 – 600	0,57 – 0,55
Медь окисленная при 300 °C	50 – 200	0,2 – 0,4
Серебро полированное	225 – 625	0,02 – 0,603
Штукатурка известковая	10 – 90	0,91
Бумага	20	0,8 – 0,9
Сажа ламповая	40 – 370	0,95
Снег	-	0,96
Масляные краски	100	0,92 – 0,96

Таблица 5.8

Приведенные степени черноты.

Материалы трубы	Приведенная степень черноты
Алюминий	0,10 – 0,13
Медь	0,23 – 0,26

Таблица5.9

Физические свойства сухого воздуха

t, °C	$\lambda \frac{Bm}{м \cdot град}$	$\nu \cdot 10^6$ м^2/с	Pr
0	0,0244	13,28	0,707
10	0,0251	14,16	0,705
20	0,0259	15,06	0,703
30	0,0267	16,00	0,701
40	0,0276	16,96	0,699
50	0,0283	17,25	0,699
60	0,0290	18,97	0,696
70	0,0296	10,02	0,694
80	0,0305	21,09	0,692
90	0,0313	22,10	0,690
100	0,3210	23,13	0,682
120	0,3340	24,65	0,686

6. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ (ТЕСТЫ) К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ

6.1. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

6.1.1. Теплопроводность — это процесс переноса теплоты (обмен внутренней энергией):

1.От тела к телу.
2.Внутри тела.
3.В металлах и диэлектриках.
4.Структурными частицами вещества — молекулами, атомами, электронами в сплошной среде при наличии градиента температур.

6.1.2. В каких телах процесс теплопроводности обусловлен диффузией молекул и атомов?

1. В жидкостях
2. В металлах
3. В газах
4. В диэлектриках

6.1.3. Как передается теплота внутри твердого тела?

1. Теплопроводностью.
2. Конвекцией.
3. Совместно конвекцией и теплопроводностью.
4. Совместно теплопроводностью и излучением.

6.1.4. Укажите размерность коэффициента теплопроводности:

1. $\frac{Вт}{м^2 \cdot час \cdot К}$ 2. $\frac{Вт}{кг \cdot час \cdot К}$,
3. $\frac{Вт}{м \cdot К}$ 4. $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$.

6.1.5. Укажите математическое выражение общего вида температурного поля:

1. $t=f(x, c, \rho, \lambda, \tau)$
2. $t=f(x, y, a, \tau)$
3. $t=f(x, y, z, a)$
4. $t=f(x, y, z, \tau)$

6.1.6. Укажите закон Фурье:

1. $Q = \kappa H \Delta t$
2. $q = \lambda \frac{\partial t}{\partial n}$
3. $\delta Q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} dH d\tau$
4. $Q = \alpha(t_c - t_{ж})H$

6.1.7. Укажите размерность плотности теплового потока:

1. $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$
2. $\frac{Вт}{м \cdot К}$
3. $\frac{Дж}{м^2 \cdot К}$
4. $\frac{Вт}{м^2}$

6.1.8. Количество теплоты, передаваемое через плоскую однослойную стенку:

1. $Q = -\frac{\lambda}{\delta} H(t_1 - t_2)$
2. $Q = \frac{\lambda}{\delta}(t_1 - t_2)$
3. $Q = \frac{\lambda}{\delta} H(t_1 - t_2)$
4. $Q = \lambda H(t_1 - t_2)$

6.1.9. Укажите уравнение Лапласа:

1. $\frac{\partial t}{\partial \tau} = \alpha \Delta^2 t$
2. $\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0$
3. $\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial\ t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} + \frac{q\upsilon}{\lambda} = 0$
4. $\frac{\partial t}{\partial \tau} = \alpha \nabla^2 t + \frac{q\upsilon}{C\rho}$

6.1.10. Какая поверхность называется изотермической?

1. Поверхность с одинаковым grad t.
2. Поверхность, во всех точках которой температура одинакова.
3. Поверхность, на которой . $\frac{\partial t}{\partial n} = 1$
4. Поверхность, во всех точках которой давление одинаково.

6.1.11. Что называется температурным полем?

1. Значение температур в разное время.

2. Совокупность температур (ее значений) во всех точках изучаемого пространства для каждого момента времени.
3. Значения температур тела.
4. Совокупность температур (ее значений) во всех точках тела.

6.1.12. Укажите математическое выражение двухмерного нестационарного температурного поля:

1. $t=f(x, y, \tau)$.
2. $t=f(x, y, z, \tau)$.
3. $t=f(x, \tau)$.
4. $t=f(x, y)$.

6.1.13. В каких телах процесс теплопроводности осуществляется за счет свободных электронов?

1. В металлах.
2. В жидкостях.
3. В газах.
4. В диэлектриках.

6.1.14. Укажите размерность теплового потока Q:

1. Дж/сек.
2. Вт/м.
3. ккал/сек·м$^{2.}$
4. Дж/м^2·сек.

6.1.15. Как изменяется удельный тепловой поток цилиндрической стенки?

1. Не изменяется в зависимости от радиуса.
2. Увеличивается с увеличением радиуса.
3. Уменьшается с увеличением радиуса.
4. Уменьшается с уменьшением радиуса.

6.1.16. Укажите граничные условия первого рода:

1. $q_n=q(x, y, z, \tau)$
2. $t_c=t(x, y, z, \tau)$
3. $\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)_n = -\frac{\alpha}{\lambda}(t_c - t_{ж})$
4. $q_n = \alpha(t_c - t_{ж})$

6.1.17. Что характеризует собой коэффициент теплопроводности λ?

1. Интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой.
2. Способность вещества проводить теплоту.
3. Является мерой теплоинерционных свойств тела.
4. Все ответы правильные.

6.1.18. Укажите математическое выражение двухмерного стационарного температурного поля:

1. $t=f(x, \tau)$ 2. $t=f(x)$
3. $t=f(y, \tau)$ 4. $t=f(y, x)$

6.1.19. Укажите размерность коэффициента температуропроводности:

1. м/°С·сек 2. м/сек
3. $м^2$/сек 4. м/кг·сек

6.1.20. Укажите дифференциальное уравнение для стационарной теплопроводности с внутренним источником тепла:

1. $\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}=0$ 2. $\frac{\partial t}{\partial \tau}=\alpha\nabla^2 t$
3. $\alpha\nabla^2 t+\frac{q\upsilon}{C\rho}=0$ 4. $\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}+\frac{q\upsilon}{\lambda}=0$

6.1.21. В каких телах процесс теплопроводности обусловлен распространением упругих волн?

1. В вакууме.
2. В металлах.
3. В газах.
4. В жидкостях и твердых телах-диэлектриках.

6.1.22. В основу вывода дифференциального уравнения теплопроводности положен:

1. Второй закон термодинамики.
2. Первый закон.
3. Закон Фурье.
4. Закон сохранения энергии и закон Фурье.

6.2. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

6.2.1. Что понимают под конвекцией теплоты?

1. Процесс переноса теплоты при перемещении объемов текучей среды из области с одной температурой в область с другой.
2. Молекулярный перенос теплоты в телах.

3. Обмен внутренней энергией между телами.
4. Процесс распространения теплоты в жидкости.

6.2.2. Укажите критерий Нуссельта:

1. $Nu = \frac{\alpha \cdot l}{a}$ 2. $Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$
3. $Nu = \frac{\omega \cdot l}{\lambda}$ 4. $Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\nu}$

6.2.3. Укажите коэффициент объемного расширения для идеального газа:

1. $\beta = \frac{1}{v}$ 2. $\beta = \frac{1}{t}$
3. $\beta = \frac{1}{v_2 - v_1}$ 4. $\beta = \frac{1}{T}$

6.2.4. Что характеризует собой число Рейнольдса Re?

1. Гидродинамический режим движения жидкости.
2. Тепловое подобие.
3. Величину подъемной силы.
4. Тепловые характеристики потока.

6.2.5. Укажите основной закон конвективного теплообмена (закон Ньютона — Рихмана):

1. $Q = \kappa H(t_1 - t_2)$ 2. $Q = \alpha H(t_1 - t_2)$
3. $Q = -\lambda\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)H$ 4. $Q = \frac{\lambda}{\delta} H(\vartheta_1 - \vartheta_2)$

6.2.6. В общем случае от чего зависит коэффициент теплоотдачи α?

1. $\alpha = f$(Q, t, H, grad t, P, ν, S, i, λ).
2. $\alpha = f$(t, H, ρ, ν, S, i, C).
3. $\alpha = f$(grad t, t, H, ν, λ, C).
4. $\alpha = f$(U, C, ρ, λ, l, μ).

6.2.7. Укажите размерность коэффициента кинематической вязкости:

1. м/с 2. кг/с
3. $м^2$/с 4. Дж/с

6.2.8. Укажите размерность критерия Нуссельта:

1. $Вт/м^2$ 2. град/с
3. $м^2$·град/с 4. Безразмерный

6.2.9. Какие критерии характеризуют свободную конвекцию при стационарном режиме?

1. Nu, Re, Gr, Pr, Fo.
2. Nu, Re, Pr, Fo.
3. Nu, Gr, Pr, Re, Fo.
4. Nu, Gr, Pr.

6.2.10. Укажите критерий Грасгофа:

1. $Gr = \frac{g\nu^2}{l^3}$.
2. $Gr = \frac{g\nu^3}{l^2}$.
3. $Gr = \frac{gl^3\beta(t_1 - t_2)}{\nu^2}$.
4. $Gr = \frac{\nu^2 l^3}{g}$.

6.2.11. Укажите определение конвективного теплообмена:

1. Совместный процесс переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью.
2. Совместный теплообмен излучением и конвекцией.
3. Передача теплоты от одной жидкости к другой.
4. Теплообмен при перемещении жидкости.

6.2.12. Что характеризует критерий Грасгофа?

1. Тепловое подобие.
2. Режим движения.
3. Величину подъемной силы, возникающей в жидкости вследствие разности плотностей.
4. Теплофизические характеристики.

6.2.13. Укажите определяющий размер при обтекании горизонтальной трубы:

1. Длина трубы *l*.
2. $d_{внут}$
3. $d_{нар}$.
4. $\frac{d_{нар} + d_{внутр}}{2}$.

6.2.14. Вынужденная конвекция возникает за счет:

1. Посторонних побудителей (насоса, вентилятора, ветра).
2. Наличия горячего источника.
3. Разности температур.
4. Неоднородности массовых сил.

6.2.15. Укажите определяющий размер при обтекании вертикальной трубы:

1. $d_{внутр}$
2. Длина трубы *l*

3. $d_{нар}$ 4. $\frac{d_{нар}+d_{внутр}}{2}$.

6.2.16. Что характеризует критерий Прандтля Pr?

1. Теплоту, переносимую конвекцией.
2. Теплоту, переносимую теплопроводностью.
3. Соотношение сил инерции и сил давления.
4. Теплофизические свойства жидкости.

6.2.17. Что называется критерием подобия?

1. Безразмерные соотношения параметров, которые у подобных явлений в сходственных точках равны.
2. Соотношение нескольких однородных величин.
3. Соотношение параметров для двух подобных явлений.
4. Величины, имеющие одинаковое физическое содержание.

6.2.18. Укажите критерий Рейнольдса Re:

1. $\mathrm{Re}=\frac{\omega\cdot l}{a}$. 2. $\mathrm{Re}=\frac{\omega\cdot d}{\nu}$.
3. $\mathrm{Re}=\frac{\omega\cdot l}{\lambda}$. 4. $\mathrm{Re}=\frac{a\cdot\lambda}{\omega}$.

6.2.19. Укажите размерность коэффициента теплоотдачи:

1. $\frac{Вт}{м^2\cdot К}$. 2. $\frac{Дж}{м^2\cdot К}$.
3. $\frac{Вт}{м\cdot с\cdot К}$. 4. $\frac{Дж}{м\cdot с\cdot К}$.

6.2.20. Что характеризует критерий Нуссельта Nu?

1. Теплообмен на границе стенка-жидкость.
2. Способность тела проводить тепло.
3. Соотношение сил инерции и сил давления.
4. Теплообмен при движении жидкости.

6.2.21. Что характеризует коэффициент теплоотдачи α?

1. Интенсивность теплообмена между поверхностью тела и жидкостью.
2. Теплообмен при движении жидкости.
3. Теплоту, переносимую конвекцией.
4. Интенсивность теплообмена от одной жидкости к другой.

6.2.22. Укажите обобщенное расчетное уравнение для конвективного теплообмена:

1. $Nu=CRe^nGr/Pr^m$.
2. $Nu=CRe^nGr^nPr^m(Pr_ж/Pr_{ст})^{0,25}$.
3. $Nu=Re^n/Gr^nPr^m$.
4. $Nu=CRe^nGr^n/Pr^m$.

6.2.23. Что характеризует собой число Фурье Fo?

1. Тепловое подобие.
2. Величину подъемной силы.
3. Тепловые характеристики потока.
4. Нестационарность тепловых процессов.

6.2.24. Укажите критериальное уравнение для теплоотдачи при совместном свободном-вынужденном движении среды:

1. $Nu=f(Gr)$.
2. $Nu=f(Gr, Pr)$.
3. $Nu=f(Re, Gr, Pr)$.
4. $Nu=f(Re, Pr)$.

6.2.25. Свободная конвекция возникает за счет:

1. Посторонних побудителей: насоса, вентилятора, ветра.
2. Наличия разности температур и поля сил тяжести.
3. Наличия горячего источника.
4. Разности температур.

6.2.26. Что характеризует критерий Рейнольдса Re?

1. Способность тела проводить теплоту.
2. Теплообмен при движении жидкости.
3. Величину подъемной силы.
4. Соотношение силы инерции и силы молекулярного трения.

6.2.27. Укажите критерий Прандтля:

1. $Pr=\frac{\lambda}{a}$.
2. $Pr=\frac{\mu}{\lambda}$.
3. $Pr=\frac{a}{\nu}$.
4. $Pr=\frac{\nu}{a}$.

6.3. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

6.3.1. Какая форма теплообмена является преобладающей при высоких температурах?

1. Теплопроводность.
2. Свободная конвекция.
3. Тепловое излучение.
4. Излучение, конвекция и теплопроводность однозначны.

6.3.2. Что представляет собой тепловое излучение?

1. Излучение, определяемое только температурой и оптическими свойствами излучающего тела.
2. Процесс распространения энергии путем электромагнитных волн.
3. Процесс распространения свободных электронов.
4. Инфракрасное излучение.

6.3.3. Укажите закон Планка:

1. $E_{0\lambda} = \dfrac{c_1 T}{c_2 \lambda^4}$.
2. $E_0 = c_0 \left(\dfrac{T}{100} \right)^4$.
3. $\lambda_{\max} \cdot T = 2{,}898 \cdot 10^{-3}$.
4. $E_{0\lambda} = \dfrac{c_1 \lambda^{-5}}{l^{c_2 / \lambda T} - 1}$.

6.3.4. Что называется абсолютно черным телом?

1. Тело, полностью поглощающее всю падающую на него лучистую энергию.
2. Тело, полностью пропускающее всю падающую на него лучистую энергию.
3. Все ответы верны.
4. Тело, полностью отражающее всю падающую на него лучистую энергию.

6.3.5. Каким законом устанавливается связь между T и λ_{max}?

1. Законом Стефана — Больцмана.
2. Законом смещения (Вина).
3. Законом Кирхгофа.
4. Все ответы неверны.

6.3.6. Что такое поток эффективного излучения тела?

1. Энергия собственного излучения.
2. Сумма потоков собственного и отраженного излучения.
3. Энергия отраженного излучения.
4. Все ответы неверны.

6.3.7. Укажите закон смещения (Вина):

1. $E_\lambda = c_1 \lambda^{-5} \left(l^{c_2 / \lambda T} - 1 \right)^{-1}$
2. $\lambda_{\max} \cdot T = 2{,}898 \cdot 10^{-3}$
3. $E_\lambda = \dfrac{c_1 \cdot T}{c_2 \lambda^4}$
4. $E_0 = c_0 \left(\dfrac{T}{100} \right)^4$

6.3.8. Что такое монохроматическое излучение?

1. Ультрафиолетовое излучение.
2. Тепловое излучение.
3. Инфракрасное излучение.
4. Излучение, соответствующее достаточно узкому интервалу частот (длин волн).

6.3.9. Укажите размерность коэффициента излучения:

1. $\dfrac{Вт}{м^2 \cdot К^2}$
2. $\dfrac{Вт}{м \cdot К}$
3. $\dfrac{Дж}{м^2 \cdot К}$
4. $\dfrac{Вт}{м^2 \cdot К^4}$

6.3.10. Какое тело называется диатермичным?

1. Тело, полностью пропускающее все падающее на него излучение.
2. Тело, полностью поглощающее все падающие на него лучи.
3. Тело, только пропускающее и поглощающее тепловые лучи.
4. Тело, полностью поглощающее и отражающее тепловые лучи.

6.3.11. Что такое поток результирующего излучения?

1. Сумма энергии собственного и отраженного излучения.
2. Излучение, представляющее собой разность между потоками поглощенного и собственного излучения тела.
3. Интегральный поток излучения с единицы поверхности.
4. Все ответы верны.

6.3.12. Укажите закон Стефана — Больцмана:

1. $E_\lambda = \dfrac{c_1 T}{c_2 \lambda^4}$ 2. $E_0 = c_0 \left(\dfrac{T}{100}\right)^4$

3. $E_\lambda = c_1 \lambda^{-5} \left(l^{c_2/\lambda T} - 1\right)^{-1}$ 4. $\lambda_{\max} \cdot T = 2{,}898 \cdot 10^{-3}$

6.3.13. Что называется абсолютно белым телом?

1. Тело, полностью пропускающее все падающие на него лучи.
2. Тело, полностью отражающее все падающие на него лучи.
3. Тело, полностью отражающее лучи (диффузно).
4. Тело, правильно отражающее падающие на него лучи.

6.3.14. От чего зависит излучение твердых тел?

1. Только от температуры.
2. Только от состояния поверхности.
3. От состояния поверхности, температуры и природы тела.
4. Все ответы верны.

6.3.15. Что такое селективное (избирательное) излучение?

1. Излучение, которое имеет линейчатый характер в определенных интервалах длин волн.
2. Излучение с определенной длиной волны.
3. Излучение суммарное с поверхности тела.
4. Интегральный лучистый поток с единицы поверхности тела.

6.3.16. Что такое интегральное излучение?

1. Излучение, соответствующее всему спектру частот длин волн в пределах от нуля до бесконечности.
2. Излучение определенной длины волны.
3. Инфракрасное излучение.
4. Ультрафиолетовое и инфракрасное излучение.

6.3.17. Укажите закон Кирхгофа:

1. $E_0 = \sigma_0 T^4$ 2. $\dfrac{E}{A} = E_0 = c_0 \left(\dfrac{T}{100}\right)^4$

3. $\dfrac{E}{A} = c_0$ 4. $\dfrac{E}{A} = cE_0$

6.3.18. Что такое степень черноты?

1. Отношение потока собственного излучения тела (среды) к потоку черного излучения при той же температуре.
2. Относительная поглощательная способность тела.

3. Все ответы верны.
4. Характеристика относительной поглощательной и излучательной способности тела.

6.3.19. Укажите пределы длин волн инфракрасного излучения:

1. От 0,02 до 0,4 мкм.
2. От 0,8 до 800 мкм.
3. От 0,4 до 0,8 мкм.
4. Более 800 мкм.

6.3.20. Чему равно отношение излучательной способности к поглощательной способности?

1. $\frac{E}{A} = \varepsilon$
2. $\frac{E}{A} = c_0$
3. $\frac{E}{A} = c_0\left(\frac{T}{100}\right)^4$
4. $\frac{E}{A} = cE_0$

6.3.21. Укажите пределы длин волн ультрафиолетового излучения:

1. От 0,4 до 0,8 мкм.
2. От 0,8 до 800 мкм.
3. От 0,02 до 0,4 мкм.
4. Более 800 мкм.

6.3.22. Чему равна степень черноты?

1. $\varepsilon = \frac{E}{A}$
2. $\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{c}{c_0}$
3. $\varepsilon = \frac{A}{E}$
4. $\varepsilon = \frac{E_0}{E}$

6.3.23. Какие тела излучают тепло?

1. Температура которых выше абсолютного нуля.
2. Все реально существующие тела.
3. Тела, испускающие электромагнитные волны.
4. Все ответы правильные.

6.3.24. Укажите пределы длин волн видимых лучей:

1. От 0,02 до 0,4 мкм.
2. От 0,8 до 800 мкм.
3. От 0,4 до 0,8 мкм
4. Более 800 мкм.

6.3.25. Спектр излучения газов представляет собой:

1. Селективное излучение — излучение, имеющее линейчатый характер.
2. Монохроматическое излучение.
3. Сплошной спектр.
4. Нет правильного ответа.

6.3.26. От чего зависит степень черноты тел?

1. От температуры тела и его размеров.
2. От температуры тела, его формы и материала.
3. От температуры тела, материала и способа обработки его поверхности.
4. От температуры, материала, способа обработки, размеров и формы тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Белоконь Н.И.* Основные принципы термодинамики. — М.: Недра, 1968.

2. *Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейдлин А.Е.* Техническая термодинамика. — М.: Энергия, 1983.

3. *Поршаков Б.П., Бикчентай Б.А., Романов Р.Н.* Термодинамика и теплопередача (в технологических процессах нефтяной и газовой промышленности): Учебник для вузов. — М.: Недра, 1987.

4. *Степанов О.А., Боков В.С., Моисеев Б.В.* Теплопередача: Учебное пособие. — Тюмень: ТГУ, 1991.

5. Теплотехника: Учебник для вузов; Под ред. А.П. Баскакова. — М.: Энергоиздат, 1982.

Содержание

Введение 3

1. Программа курса и методические указания к его разделам 3 1.1. Техническая термодинамика 3

1.1.1. Основные понятия и определения 3
1.1.2. Первый закон термодинамики 4
1.1.3. Второй закон термодинамики 5
1.1.4. Термодинамические процессы 6
1.1.5. Термодинамика потока 8
1.1.6. Термодинамический анализ процессов в компрессоре 9
1.1.7. Циклы двигателей внутреннего сгорания и газотурбинных установок 9
1.1.8. Циклы паросиловых установок 10
1.1.9. Циклы холодильных машин 11
1.2. Теория теплообмена 12
1.2.1. Основные понятия и определения 12
1.2.2. Теплопроводность 12
1.2.3. Конвективный теплообмен 12
1.2.4. Теплообмен излучением 15
1.2.5. Теплопередача. Основы расчета теплообменных аппаратов 16

2. Контрольные задания 17
2.1. Методические указания 17
2.2. Техническая термодинамика 17
2.3. Теория теплообмена 20

3. Конспект лекций 25
3.1. Термодинамика 26
3.1.1. Содержание и метод термодинамики 26
3.1.2. Основные понятия термодинамики 27
3.1.3. Газовые смеси 34
3.1.4. Закон идеальных газов 35
3.1.5. Первое начал термодинамики 36
3.1.5.1. Первое начало термодинамики как математическое выражение закона сохранения энергии 38
3.1.5.2. Первое начало термодинамики простого тела 38
3.1.6. Понятие теплоемкости 38

3.1.7. Первое начало термодинамики для идеальных газов 40
3.1.7.1. Закон Майера 40
3.1.7.2. Принцип существования энтропии идеального газа 41
3.1.8. Термодинамические процессы 41
3.1.8.1. Классификация термодинамических процессов 41
3.1.8.2. Работа в термодинамических процессах 43
3.1.9. Круговые процессы 46
3.1.9.1. Тепловые машины 46
3.1.9.2. Цикл Карно 47
3.1.10. Второе начало термодинамики 49
3.1.11. Термодинамические циклы двигателей внутреннего сгорания 50
3.1.11.1. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания 51
3.1.11.2. Циклы газотурбинных установок 52
3.1.12. Типовые задачи к разделам курса „ Термодинамика” 54
3.1.12.2. Газовые смеси 55
3.1.12.3. Первое начало термодинамики 59
3.1.12.4. Процессы изменения состояния вещества 60
3.1.12.5. Термодинамические циклы 62
4.1. Теплопередача 67
4.1.1. Теплопередача, ее предмет, метод, формы передачи теплоты 67
4.2. Теплопроводность 68
4.2.1. Температурное поле 68
4.2.2. Температурный градиент 69
4.2.3. Тепловой поток, закон Фурье 70
4.2.4. Коэффициент теплопроводности 71
4.2.5. Дифференциальное управление теплопроводности 73
4.2.6. Условия однозначности для процессов теплопроводности 75
4.2.7. Отдельные задачи теплопроводности при стационарном режиме 77
4.3. Конвективный теплообмен 82
4.3.1. Основные понятия и определения 82
4.3.2. Теория размерности 83
4.3.3. Теория подобия 86

4.3.4. Критериальные уравнения 90
4.3.5. Некоторые случаи теплообмена 90
4.3.6. Расчетные зависимости конвективного теплообмена 91
4.3.7. Теплообмен при естественной конвекции 91
4.3.8. Теплопередача при вынужденном движении в трубах и каналах 93
4.3.9. Теплопередача при поперечном обтекании труб 94
4.4. Тепловое излучение 95
4.4.1. Основные понятия и определения 95
4.4.2. Виды лучистых потоков 96
4.4.3. Законы теплового излучения 98
4.4.4.Особенности излучения паров и реальных газов 102
4.5. Теплопередача 104
4.5.1. Теплопередача между двумя теплоносителями герц разделяющую их стенку 104
4.5.2. Оптимизация (регулирование) процесса теплопередача 105
4.5.3. Теплопередача при переменных температурах (расчет теплообменных аппаратов) 106
5. Лабораторные работы 111
5.1. Введение 111
5.2. Порядок проведения лабораторных работ 111
5.3. Основные обозначения 112
5.4. Лабораторная работа №1 „ Определение коэффициента теплопроводности твердых тел методом трубы ” 113
5.5. Лабораторная работа №2 „ Определение коэффициента излучения и степени черноты тела ” 118
5.6. Лабораторная работа №3 „ Определение коэффициента теплопередачи от горизонтальных труб различных диаметров, изготовленных из одинакового материала 126
5.7. Лабораторная работа №4 „ Определение коэффициента теплопередачи от горизонтальной и вертикальной труб одинакового диаметра, изготовленных из одинакового материала 131
5.8. Приложения 132
6. Контрольные вопросы к лабораторным работам 134
6.1 Теплопроводность 134
6.2. Конвективный теплообмен 137
6.3. Теплообмен излучением 142

Литература 147

БАХМАТ Геннадий Викторович
КАБЕС Елена Николаевна

ТЕПЛОТЕХНИКА

Учебно-методический комплекс

Редактор В.К. Бородина

ЛР № 020520 от 23.04.92

Подписано в печать	Бум. писч. №1
Заказ №	Уч. – изд. л. 9,4
Формат 60x90$^{1}/_{16}$.	Усл. печ. л. 9,4
Отпечатано на RISO GR 3750.	Тираж 300 экз.

Издательство «Нефтегазовый университет»
Государственного образовательного учреждеия высшего профессионального образования

«Тюменский государственный нефтегазовый университет»

625000, Тюмень, ул. Володарского, 38
Отдел оперативной полиграфии издательства «Нефтегазовый университет»
625000, Тюмень, ул. Володарского, 38