



**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ**

**Белорусский национальный
технический университет**

Кафедра «Двигатели внутреннего сгорания»

**А. В. Предко
В. И. Хатянович**

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Методическое пособие

**Минск
БНТУ
2013**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Двигатели внутреннего сгорания»

А. В. Предко
В. И. Хатянович

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Методическое пособие
для студентов заочной формы получения образования
специальностей 1-37 01 01 «Двигатели внутреннего сгорания»,
1-37 01 06 «Техническая эксплуатация автомобилей»,
1-37 01 07 «Автосервис»

М и н с к
Б Н Т У
2 0 1 3

УДК 536.7(075.8)

ББК 22.317я7

ПЗ5

Р е ц е н з е н т ы :

В. Я. Павловский, Д. В. Капский

Предко, А. В.

ПЗ5 Термодинамика и теплопередача : методическое пособие для студентов заочной формы получения образования специальностей 1-37 01 01 «Двигатели внутреннего сгорания» 1-37 01 06 «Эксплуатация автомобилей», 1-37 01 07 «Автосервис» / А. В. Предко, В. И. Хатянович. – Минск : БНТУ, 2013. – 58 с.

ISBN 978-985-525-990-0.

Включает в себя краткое содержание курса дисциплины и примеры выполнения контрольной работы

УДК 536.7(075.8)

ББК 22.317я7

ISBN 978-985-525-990-0

© Предко, А. В., Хотянович В. И., 2013

© Белорусский национальный
технический университет, 2013

ГЛАВА 1. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К РАСЧЕТУ ИДЕАЛЬНОГО ЦИКЛА ТЕПЛООВОГО ДВИГАТЕЛЯ

1.1. Основные понятия и законы термодинамики

Термодинамика изучает законы взаимного превращения различных видов энергии.

Техническая термодинамика рассматривает закономерности взаимного превращения теплоты и работы.

В термодинамике объектом исследования являются макроскопические тела, состоящие из молекул, атомов, электронов и т. д., а в более общей постановке и поля (электрическое, магнитное, гравитационное).

Макротело или совокупность тел, выделенных из материального мира и являющихся объектами исследования, называются термодинамической системой. Термодинамическая система взаимодействует с окружающими телами, последние называются окружающей средой.

В каждый данный момент система может быть охарактеризована рядом величин, которые в общем случае могут меняться с изменением самой системы в результате взаимодействий ее с окружающей средой. Эти величины называются термодинамическими параметрами. К основным термодинамическим параметрам относятся давление p (Па), абсолютная температура T (К) и удельный объем v ($\text{м}^3/\text{кг}$).

При взаимодействии термодинамической системы с внешней средой она проходит через совокупность последовательных состояний, которая называется термодинамическим процессом.

При этом все или часть параметров изменяются. Эти изменения параметров должны проходить таким образом, чтобы в любом промежуточном состоянии система находилась в равновесии. Такие процессы называются равновесными. Процессы, при которых система не находится в состоянии равновесия, называются неравновесными процессами. В неравновесном процессе различные части системы имеют различные температуры, давления, плотности, концентрации и т. д.

Равновесный процесс, проходящий в прямом и обратном направлениях через ряд одинаковых состояний, но в обратной последовательности, и возвращающий как рабочее тело, так и внешнюю среду в исходное состояние, называется обратимым термодинамическим процессом.

В термодинамике рассматриваются процессы:

1. Изохорный, протекающий при неизменном объеме ($V = \text{const}$);
2. Изобарный, протекающий при неизменном давлении ($p = \text{const}$);
3. Изотермический, протекающий при неизменной температуре ($T = \text{const}$);
4. Адиабатный, совершающийся при отсутствии теплообмена ($q = 0$);
5. Политропный, обобщающий, процесс, частными случаями которого являются первые четыре процесса.

Совокупность термодинамических процессов, возвращающих систему в первоначальное состояние, называется круговым процессом или циклом. Циклы бывают обратимые и необратимые. Цикл, состоящий из равновесных обратимых процессов, называют обратимым. Рабочее тело в таком цикле не должно подвергаться химическим изменениям.

Если хотя бы один из процессов, входящих в состав цикла, является необратимым, то и весь цикл будет необратимым.

Термодинамическая система, являющаяся некоторым материальным телом, всегда обладает энергией, называемой внутренней энергией системы. Так как состояние системы определяется значениями ее параметров, то и внутренняя энергия, неотделимая от материи, также должна полностью определяться совокупностью этих же параметров. Внутренняя энергия, являясь функцией параметров, может сама рассматриваться в качестве одного из параметров системы.

Рассмотренные основные понятия позволяют выяснить предмет термодинамики.

Термодинамическая система, взаимодействуя с внешней средой, совершает какой-либо процесс, сопровождающийся изменением ее параметров. Внутренняя энергия системы, являясь функцией параметров, также изменяется.

Изменение параметров и внутренней энергии системы является результатом обмена системы с внешней средой, в общем случае – теплотой и работой.

Таким образом, при протекании термодинамического процесса происходит обмен энергией между телами, одним из которых является термодинамическая система, другим – окружающая среда. Изучение этого энергообмена между телами, превращений одних

видов энергии в другие составляет основную задачу термодинамики.

Для решения этой задачи используют два метода. Первый, феноменологический, заключается в том, что для выявления и установления всех термодинамических закономерностей используются опытные данные, подтвержденные практикой. Они рассматриваются в термодинамике в качестве основных законов природы, этих законов три: первый, второй и третий законы, или начала, термодинамики.

При применении феноменологического метода в термодинамике не используются молекулярно-кинетические представления о строении тел.

Второй, статистический, метод термодинамики использует молекулярно-кинетическую теорию строения вещества, применяется он в статистической физике.

Термодинамика базируется на двух основных законах, третий закон (тепловая теорема Нернста), позволяющий определить свойства тел при очень низких температурах, используется в основном в химической термодинамике.

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии. Согласно первому закону подведенная к рабочему телу энергия в форме теплоты расходуется на изменение внутренней энергии тела и на совершение телом работы расширения. Аналитическое выражение первого закона термодинамики

$$dQ = dU + dL, \quad (1.1)$$

где dQ – количество теплоты, сообщенное извне рабочему телу массой m , кг;

dU – изменение внутренней энергии рабочего тела;

dL – работа, совершенная рабочим телом против внешних сил.

Каждый из членов этого уравнения может быть, в зависимости от характера изменения состояния, положительным, отрицательным или равным нулю.

Так как работа расширения

$$dL = p dV, \quad (1.2)$$

уравнение (1.1) можно переписать в виде

$$dQ = dU + p dV. \quad (1.3)$$

Для 1 кг рабочего тела

$$dq = du + dl, \quad (1.4)$$

так как

$$Q = m \cdot q, \quad U = m \cdot u, \quad L = m \cdot l.$$

Полученное уравнение, определяющее теплоту процесса через изменение внутренней энергии тела и работу процесса, есть первый вид уравнения первого закона термодинамики.

В целях упрощения расчетов многих термодинамических процессов, протекающих в тепловых машинах, в термодинамике часто используется функция H (для m кг газа) или h (для 1 кг газа), называемая энтальпией. Эта функция равна

$$h = u + p \cdot v \quad (1.5)$$

Поскольку u, p, v являются функциями состояния, то и энтальпия h также функция состояния и может определяться через основные параметры.

Продифференцировав выражение (1.5), получим

$$dh = du + p dv + v dp,$$

отсюда

$$du = dh - p dv - v dp. \quad (1.6)$$

Подстановка полученного выражения в уравнение (1.4) после некоторых преобразований дает

$$dq = dh - v dp, \quad (1.7)$$

при $p = \text{const}$; $dp = 0$; $dq = dh$.

Полученное уравнение является вторым видом уравнения первого закона термодинамики.

Первый закон термодинамики утверждает, что теплота может превращаться в работу, а работа в теплоту, не устанавливая условий, при которых эти превращения возможны. Опыт показывает, что все процессы идут в направлении установления в любой системе равновесия.

Утверждение о невозможности получения работы за счет энергии тел, находящихся в термодинамическом равновесии, составляет основное положение второго закона термодинамики.

Второй закон термодинамики определяет направление, в котором протекают процессы, устанавливает условия преобразования тепловой энергии в механическую работу, а также определяет максимальное значение работы, которая может быть произведена тепловым двигателем.

Работа тепловой машины возможна при следующих условиях. Тепловая машина всегда работает в определенном перепаде температур. Для работы тепловой машины необходимо иметь два источника теплоты, один из которых с более высокой температурой, другой – с более низкой. Как показывает опыт, в работу превращается лишь часть полученной машиной теплоты, часть ее, не превращенная в работу, отводится к источнику с меньшей температурой.

Второе условие состоит в том, что любая тепловая машина должна работать циклично, т. е. рабочее тело, совершая за определенный промежуток времени ряд процессов расширения и сжатия, должно возвращаться в исходное состояние.

Полезная работа двигателя за цикл равна разности работ расширения и сжатия

$$L_{\text{ц}} = L_{\text{расш}} - L_{\text{сж}}.$$

С другой стороны, в работу превращается количество тепла, равное разности

$$Q_1 - Q_2,$$

где Q_1 – количество теплоты, подведенное к рабочему телу от источника с более высокой температурой;

Q_2 – количество теплоты, отведенной в холодильник с низкой температурой.

Следовательно,

$$L_{\text{ц}} = Q_1 - Q_2.$$

Степень совершенства преобразования теплоты в работу в цикле оценивается отношением полученной работы $L_{\text{ц}}$ к подведенной теплоте Q_1 . Это отношение называется термическим коэффициентом полезного действия прямого цикла и определяется как

$$\eta_t = \frac{L_{\text{ц}}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (1.8)$$

Чем больше η_t , тем большая часть подведенной теплоты превращается в полезную работу. Величина термического КПД цикла всегда меньше единицы, так как отводимая от рабочего тела теплота Q_2 не может равняться нулю, а подводимая Q_1 – бесконечности.

Циклы, в которых теплота превращается в работу и работа расширения больше работы сжатия, называются прямыми.

По прямым циклам работают тепловые двигатели (поршневые двигатели внутреннего сгорания, газотурбинные установки, паровые машины, ракетные двигатели).

В обратном цикле от теплоприемника подводится к рабочему телу теплота Q_2 и затрачивается работа L , переходящая в равное количество теплоты, которые вместе передаются теплоотдатчику:

$$Q_1 = Q_2 + L.$$

Без затраты работы такой переход невозможен.

Степень совершенства обратного цикла определяется так называемым холодильным коэффициентом цикла:

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{L}.$$

Второй закон термодинамики математически может быть выражен следующим образом:

$$dS \geq \frac{dQ}{T}, \quad (1.9)$$

где ds – бесконечно малое приращение энтропии системы;

dQ – бесконечно малое количество теплоты, полученной системой от источника теплоты;

T – абсолютная температура источника теплоты.

Знак неравенства соответствует необратимым процессам, а знак равенства – обратимым процессам. Следовательно, аналитическое выражение второго закона термодинамики для бесконечно малого обратимого процесса имеет вид

$$dQ = TdS, \quad (1.10)$$

а так как согласно первому закону термодинамики

$$dQ = dU + p dV,$$

то уравнение (1.7) принимает вид

$$TdS = dU + p dV. \quad (1.11)$$

Энтропия представляет собой параметр, определяющий состояние системы, и является функцией состояния. Ее можно рассматривать как некоторую термодинамическую величину, по изменению которой можно судить о направлении протекания реальных процессов. Последние всегда будут идти в направлении возрастания энтропии и никогда не происходят в направлении ее уменьшения.

1.2. Основные термодинамические процессы идеальных газов и их исследование

Уравнения первого закона термодинамики характеризуют распределение подведенной к газу (или отведенной) теплоты между его внутренней энергией и совершенной им работой. В общем слу-

чае неизвестно, какая доля теплоты расходовалась на изменение внутренней энергии и на работу. Такие процессы не поддаются изучению. В термодинамике изучаются процессы, подчиненные определенной закономерности. В таких процессах распределение подводимой теплоты между внутренней энергией газа и работой, которую он совершает, постоянно.

Пусть в изучаемом процессе на изменение внутренней энергии расходуется φ -я часть всей подводимой теплоты

$$du = \varphi dq. \quad (1.12)$$

Тогда уравнение первого закона термодинамики можно представить в виде

$$dq = \varphi dq + dl,$$

или

$$dl = (1 - \varphi) dq. \quad (1.13)$$

В термодинамике процессы, подчиненные закономерности, выражаемой условием $\varphi = \text{const}$, называются политропными (многообразными). Значение φ в политропных процессах может изменяться от $+\infty$ до $-\infty$.

Количество теплоты можно выразить произведением теплоемкости на изменение температуры

$$dq = c_\varphi dT, \quad (1.14)$$

где c_φ – теплоемкость политропного процесса, т. е. количество теплоты, которое в данном процессе необходимо подвести к 1 кг газа, чтобы повысить его температуру на один градус.

Следовательно,

$$c_{\varphi} = \frac{dq}{dT} = \frac{1}{\varphi} \frac{du}{dT} = \frac{1}{\varphi} \frac{c_v dT}{dT} = \frac{c_v}{\varphi}. \quad (1.15)$$

Таким образом, политропный процесс можно определить как процесс при постоянной теплоемкости и постоянном значении φ .

Уравнение политропного процесса выводится на основании уравнения первого закона термодинамики:

$$dq = c_{\varphi} dT = du + p dv = c_v dT + p dv,$$

$$dq = c_{\varphi} dT = dh - v dp = c_p dT - v dp.$$

Из этих уравнений найдем

$$\frac{c_p - c_{\varphi}}{c_v - c_{\varphi}} = - \frac{v dp}{p dv}.$$

Обозначим левую часть уравнения $\frac{c_p - c_{\varphi}}{c_v - c_{\varphi}}$ через n , получим

$$\frac{c_p - c_{\varphi}}{c_v - c_{\varphi}} = n, \quad (1.16)$$

$$n \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p}$$

Интегрируя полученное выражение, находим

$$n \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{p_1}{p_2}$$

или

$$p \cdot v^n = \text{const}. \quad (1.17)$$

Полученное уравнение является уравнением политропного процесса. Показатель политропы n имеет определенное значение для каждого процесса.

Изохорный процесс $n = \pm\infty$; $c_{\Phi} = c_v$.

Изобарный процесс $n = 0$; $c_{\Phi} = c_p$.

Изотермный процесс $n = 1$; $c_{\Phi} = \pm\infty$.

Адиабатный процесс $n = k$; $c_{\Phi} = 0$.

Соотношение между основными параметрами политропного процесса можно получить, подставив в уравнение политропы значения параметров из уравнения состояния Клапейрона $pV = RT$. В результате получим

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (1.18)$$

Изменение внутренней энергии газа в политропном процессе, как и для всех процессов идеального газа, определяется

$$\Delta U = u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v dT.$$

$$\Delta U = u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1). \quad (1.19)$$

Работа расширения 1 кг газа в политропном процессе

$$l = \int_1^2 p dV.$$

Из уравнения (1.15) можем получить

$$p = \frac{p_1 V_1^n}{V^n}.$$

Подставляя это выражение в уравнение работы, находим

$$l = \int_1^2 \rho_1 v_1^n \frac{dv}{v^n} = \rho_1 v_1^n \int_1^2 v^{-n} dv.$$

Решение этого интеграла дает

$$l = \rho_1 v_1^n \cdot \frac{v_2^{1-n} - v_1^{1-n}}{1-n}.$$

Так как $\rho_1 v_1^n = \rho_2 v_2^n$, то

$$l = \frac{\rho_2 v_2^n \cdot v_2^{1-n} - \rho_1 v_1^n \cdot v_1^{1-n}}{1-n} = \frac{\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1}{1-n};$$

или

$$l = \frac{1}{1-n} (\rho_2 v_2 - \rho_1 v_1). \quad (1.20)$$

Так как для идеального газа $\rho v = RT$, то

$$l = \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1). \quad (1.21)$$

Количество подводимой теплоты можно определить, используя формулу теплоемкости процесса (1.16), находим

$$dq = c_\varphi dT = c_v \frac{k-n}{n-1} dt$$

или

$$q = c_v \frac{k-n}{n-1} (T_2 - T_1), \quad (1.22)$$

с другой стороны

$$dq = du + dl,$$

или

$$q = \Delta u + l. \quad (1.23)$$

Изменение энтальпии в политропном процессе определяется по формуле, справедливой для всех процессов идеального газа:

$$\Delta h = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) \quad (1.24)$$

Изменение энтропии газа в политропном процессе

$$ds = \frac{dq}{T} = c_\varphi \frac{dT}{T},$$

или

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_\varphi \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.25)$$

Изменение энтропии можно также определить по следующим формулам:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (1.28)$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (1.27)$$

В зависимости от значения показателя политропы n получим частные случаи политропных процессов.

Процесс при $p = \text{const}$ (изобарный процесс). Показатель политропы $n = 0$, из уравнения политропы (1.17) находим

$$pV^n = pV^0 = p = \text{const.} \quad (1.28)$$

При постоянном давлении меняются температура газа и его объем по закону Гей-Люссака

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.29)$$

Работу газа в изобарном процессе можем найти из выражений (1.20) и (1.21), откуда при $p = \text{const}$ и $n = 0$ получим

$$l = p(V_2 - V_1) \quad (1.30)$$

$$l = R(T_2 - T_1). \quad (1.31)$$

В изобарном процессе уравнение первого закона термодинамики имеет вид

$$dq_p = dh.$$

Следовательно, количество теплоты, сообщенное телу в изобарном процессе, равно изменению энтальпии газа

$$q_p = h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1). \quad (1.32)$$

Изменение энтропии находится из уравнения (1.27) при $p = \text{const}$;

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = 0, \text{ поэтому}$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.33)$$

В p - V -диаграмме (рис. 1.1) процесс представляется прямой линией, параллельной оси абсцисс. Если начальное состояние газа характеризуется точкой 1, то процесс может идти в сторону расширения к точке 2 или же в сторону сжатия к точке 3. В первом случае

при увеличении объема газ производит работу расширения, определяемую площадью прямоугольника 1-2-4-5-1. К газу подводится теплота извне. Во втором случае газ сжимается, от него отводится тепло в окружающую среду, площадь прямоугольника 1-3-6-5-1 эквивалентна работе сжатия.

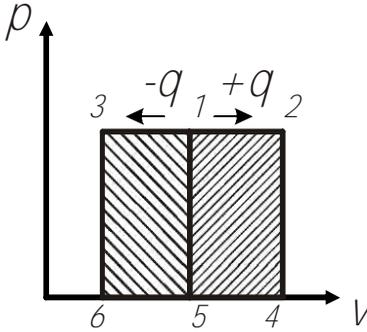


Рис. 1.1

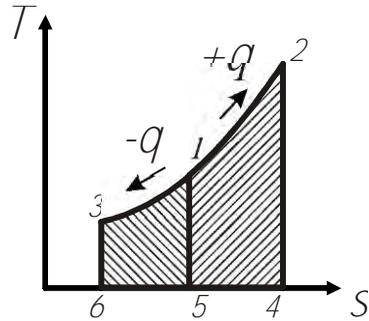


Рис. 1.2

В T - S -диаграмме (рис. 1.2) изобара изобразится логарифмической кривой. Процесс 1-2 соответствует изобарному расширению, температура газа повышается. Площадь под изобарой 1-2-4-5-1 определяет количество подведенной теплоты и численно равна изменению энтальпий.

Процесс при $V = \text{const}$ (изохорный процесс) Показатель политропы $n = \pm\infty$. Уравнение политропы (1.17) запишем в виде $p^{1/n}V = \text{const}$. При n , стремящемся к бесконечности, $1/n$ стремится к нулю; в пределе получаем

$$p^0 V = \text{const},$$

или

$$V = \text{const}. \quad (1.34)$$

При $V = \text{const}$ соотношение между параметрами p и T определяется законом Шарля

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.35)$$

Так как $v = \text{const}$ то $dv = 0$, газ работы не производит и уравнение первого закона термодинамики приводится к виду

$$dq = du,$$

или

$$q = \Delta u = c_v(T_2 - T_1). \quad (1.36)$$

В P - V -диаграмме (рис. 1.3) изохора – прямая линия параллельная оси давлений. Направление процесса $1-2$ характеризует увеличение внутренней энергии и нагрев газа, процесс $1-3$ – охлаждение путем отвода теплоты в окружающую среду.

В T - S -диаграмме изохора, как и изобара, изобразится логарифмической кривой (рис. 1.4). Изменение энтропии в изохорном процессе можно получить из уравнения (1.26) при $v = \text{const}$, $\ln(v_2/v_1) = 0$, тогда

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.37)$$

Площади под изохорами $1-2$ и $1-3$ эквивалентны количеству подведенной и отведенной теплоты соответственно. Если сравнить изохору и изобару в T - S - диаграмме, то можно определить следующее:

$$\Delta s_v = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} \text{ и } \Delta s_p = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

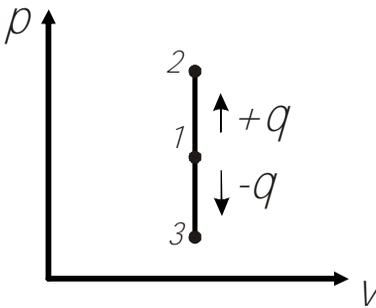


Рис. 1.3

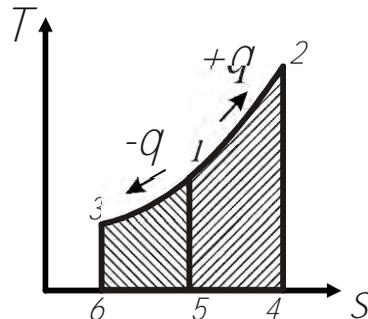


Рис. 1.4

Так как $c_p > c_v$ ($c_p - c_v = R$), то при одинаковом повышении температуры, т. е. при $\ln(T_2/T_1) = idem$, энтропия в изобарном процессе увеличивается больше, чем в изохорном $\Delta S_p > \Delta S_v$. Следовательно, кривая изобарного процесса идет в диаграмме более полого, чем кривая изохорного процесса.

Процесс при $T = const$ (изотермический процесс). Если показатель политропы $n = 1$, то из уравнения (1.17) получим

$$pV^n = pV = const . \quad (1.38)$$

При $T = const$ соотношение между параметрами p и V определяется законом Бойля-Мариотта

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 , \quad (1.39)$$

т. е. объемы изменяются обратно пропорционально давлениям.

Так как температура в процессе не меняется, то внутренняя энергия газа и энтальпия также остаются постоянными

$$du = c_v dT = 0 , \quad (1.40)$$

$$dh = c_p dT = 0 . \quad (1.41)$$

Уравнение первого закона термодинамики в этом случае примет вид

$$dq = dI . \quad (1.42)$$

Вся подведенная теплота идет на работу расширения.

Работа газа в этом процессе определяется из общего уравнения работы с учетом уравнения состояния

$$pV = RT .$$

Находим

$$l = \int_1^2 p dv = \int_1^2 RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.43)$$

На p - v -диаграмме (рис. 1.5) изотерма представляет собой равнобокую гиперболу. В процессе расширения 1-2 газ совершает работу, определяемую площадью 1-2-4-5-1, и к нему подводится теплота, в процессе 1-3 происходит сжатие газа, на которое затрачивается работа, определяемая площадью 1-3-6-5-1, и от газа отводится теплота.

На T - s -диаграмме (рис. 1.6) изотермный процесс изображается горизонтальной прямой. Площадь под процессом численно равна количеству теплоты.

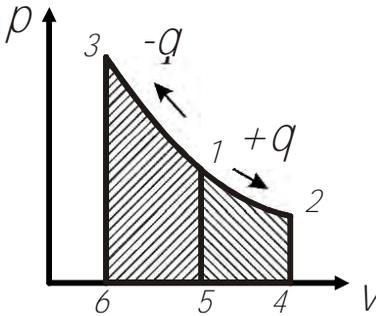


Рис. 1.5

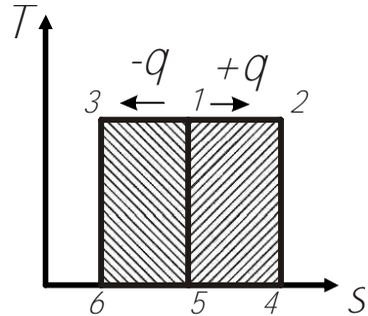


Рис. 1.6

Для определения изменения энтропии следует воспользоваться уравнением (1.16), откуда при $T = \text{const} \ln T_2/T_1 = 0$

$$\Delta s = s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.44)$$

Процесс без теплообмена с окружающей средой $dq = 0$ (адиабатный процесс). Если показатель политропы $n = k$ ($k = c_p/c_v$ – показатель адиабаты), то из уравнения (1.17) получим

$$p v^k = \text{const}. \quad (1.45)$$

Из уравнения первого закона термодинамики при $dq = 0$ получаем

$$dU + dI = 0 \quad \text{или} \quad dI = -dU,$$

$$I = -\Delta U = c_V(T_1 - T_2). \quad (1.46)$$

В адиабатном процессе работе расширения совершается газом за счет уменьшения его внутренней энергии, и, наоборот, работа, затраченная на сжатие газа, идет на увеличение внутренней энергии.

Соотношения между параметрами газа в адиабатном процессе и формулы работы получаются из формул политропного процесса при условии замены в них n на k .

Получаем

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad (1.47)$$

$$I = \frac{1}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2), \quad (1.48)$$

$$I = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2). \quad (1.49)$$

На p - V -диаграмме (рис. 1.7) адиабата представляет собой гиперболу высшего порядка и изображается более крутой кривой, чем изотерма (так как $k > 1$). Площади под кривыми 1-2 и 1-3 определяют работу расширения и сжатия соответственно. Так как в адиабатном процессе $dq = 0$, то энтропия рабочего тела в обратимом процессе не изменяется ($ds = 0$ и $s = \text{const}$). Следовательно, на T - s -диаграмме (рис. 1.8) адиабатный процесс изображается вертикальной прямой параллельной оси температур, причем падение температуры происходит при расширении рабочего тела (процесс 1-2), а увеличение температуры (процесс 1-3) – при его сжатии.

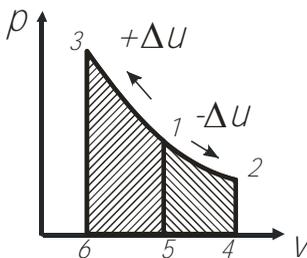


Рисунок 1.7

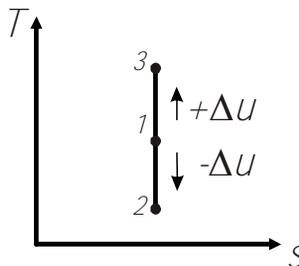


Рисунок 1.8

Сравнение термодинамических процессов в P - V и T - S -диаграммах

Если на диаграммах выбрать некоторую произвольную точку O (рис. 1.9, a , b) и провести из нее все рассмотренные выше частные случаи термодинамических процессов, причем, как в сторону расширения, так и в сторону сжатия, то все поле построенных диаграмм разделится на области, каждая из которых объединяет все располагающиеся в ее пределах термодинамические процессы общностью определенных свойств.

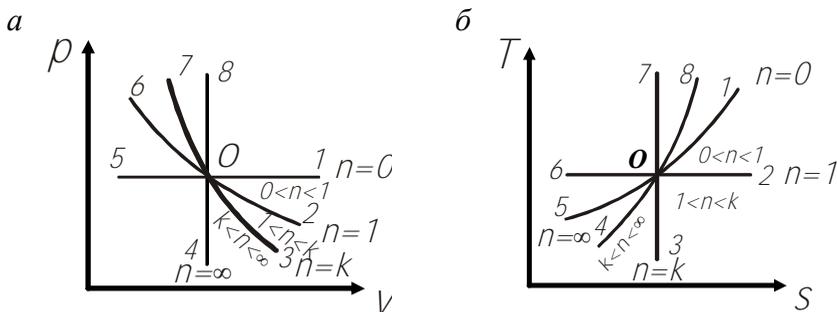


Рис. 1.9

Одинаковые процессы обозначены на обеих диаграммах одинаковыми цифрами.

0-1 изобарное расширение Температура газа при расширении повышается, так как

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1},$$

показатель политропы $n = 0$. Работа газа положительна. Внутренняя энергия газа увеличивается; извне подводится теплота в количестве, равном сумме изменения внутренней энергии и теплоты, эквивалентной работе расширения.

0-2 – изотермическое расширение. Работа газа положительна. Внутренняя энергия остается в процессе без изменения; извне подводится теплота в количестве, эквивалентном работе расширения. Показатель политропы $n = 1$.

Политропные процессы расширения при показателе политропы $0 < n < 1$ располагаются между изобарой и изотермой в области диаграммы 1-0-2. В этих процессах работа положительна; температура газа повышается, т. е. внутренняя энергия газа увеличивается, но по мере приближения значения показателя к 1 повышение температуры происходит все меньше и расход тепла на увеличение внутренней энергии приближается к 0.

0-3 – адиабатное расширение. Работа расширения положительна, но теплообмена с окружающей средой нет и поэтому работа совершается за счет эквивалентного уменьшения внутренней энергии; температура газа понижается. Показатель политропы $n = k$.

Политропные процессы расширения при показателе политропы $1 < n < k$ расположены между изотермой и адиабатой, в области диаграммы 2-0-3. В этих процессах работа газа положительна. Температура газа понижается, внутренняя энергия его уменьшается, в то же время из окружающей среды подводится к газу теплота. Это видно из p - V - диаграммы, где эти процессы идут выше адиабаты, и из T - S - диаграммы, где эти процессы идут с увеличением энтропии. Следовательно, в этих процессах работа газа производится за счет теплоты, подводимой извне, и уменьшения внутренней энергии газа.

0-4 – изохорное охлаждение. Газ работы не производит, часть его внутренней энергии отводится в окружающую среду в виде теплоты, показатель политропы $n = \infty$.

Политропные процессы расширения при показателе политропы $k < n < \infty$ расположены между адиабатой и изохорой в области диаграммы 3-0-4. Работа газа в этих процессах положительна, а внутренняя энергия уменьшается. Так как температура газа понижается, теплота отводится от газа в окружающую среду (на p - V -диаграмме кривая этих процессов расположена ниже адиабаты, а на T - S -диаграмме видно, что в этих процессах энтропия уменьшается). Та-

ким образом, в этих процессах внутренняя энергия газа уменьшается, причем часть ее отводится в окружающую среду в виде теплоты, а другая часть передается в виде работы расширения.

Аналогичную картину можно представить для процессов сжатия, расположенных в области диаграммы 5-0-8.

1.3. Обобщенный термодинамический цикл тепловых двигателей

В рассмотренных выше термодинамических процессах изучались вопросы получения работы за счет подведенной теплоты, или изменения внутренней энергии, или того и другого одновременно. Но при однократном расширении газа в цилиндре можно получить ограниченное количество работы. Как только температура и давление газа сравняются с параметрами среды, получение работы прекратится. Следовательно, для повторного получения работы нужно рабочее тело в процессе сжатия вернуть в исходное состояние, т. е. осуществить круговой процесс или цикл (рис. 1.10).

На p - V - диаграмме газ в процессе расширения 1-3-2 совершил работу эквивалентную площади 1-3-2-5-6-1, а в процессе сжатия 2-4-1 – работу сжатия эквивалентную площади 2-4-1-6-5-2. В результате получена положительная работа, изображаемая площадью 1-3-2-4-1 внутри кругового процесса или цикла.

Превращение теплоты в работу в реальных тепловых двигателях сопровождается сложными физико-химическими, газодинамическими и термодинамическими процессами. Все эти процессы являются необратимыми, их изучение достаточно сложно и основано в большей своей части на результатах эксперимента. Поэтому при изучении работы теплосиловых установок в термодинамике исследуют не реальные процессы, протекающие в них, а идеальные, обратимые циклы.

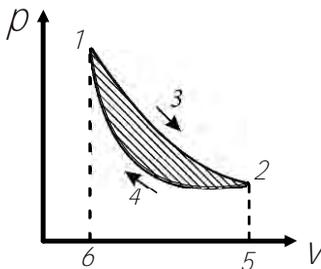


Рис. 1.10

В связи с этим принимают некоторые допущения:

1. В качестве рабочего тела принимают идеальный газ с постоянной теплоемкостью.
2. Процессы протекают с постоянным количеством рабочего тела.
3. Разность температур между источником теплоты и рабочим телом бесконечно мала.
4. Подвод теплоты к рабочему телу осуществляется от внешних источников теплоты, а не за счет сжигания топлива.

5. Отвод теплоты от рабочего тела осуществляется через стенки цилиндра к так называемому холодному источнику. Удаление отработавшего рабочего тела не учитывается.

Изучение идеальных термодинамических циклов позволяет при принятых допущениях производить анализ и сравнение работы различных двигателей и выявлять факторы, влияющие на их экономичность.

Термодинамические циклы различных поршневых тепловых двигателей могут рассматриваться как частные случаи некоторого условного цикла, изображенного на p - v и T - S -диаграммах (рис. 1.11 *а*, *б*). Такой цикл называется смешанным (со смешанным подводом теплоты).

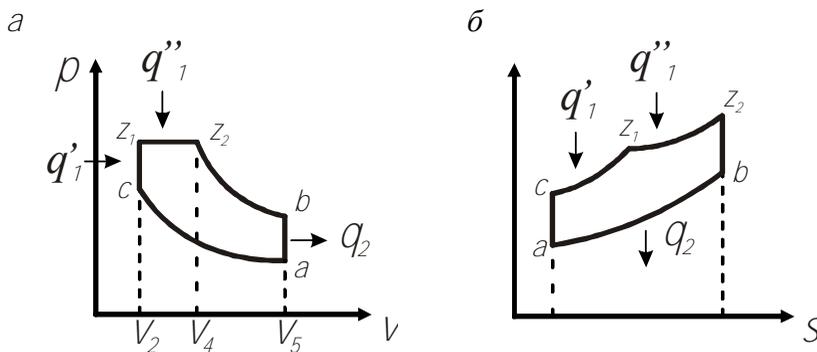


Рис. 1.11

Рабочее тело сжимается по адиабате a - c . Подвод теплоты в начале происходит по изохоре c - z_1 (q'_1), а затем по изобаре z_1 - z_2 (q''_1). От точки z_2 происходит адиабатное расширение z_2 - b , после чего отводится теплота к холодному источнику по изохорному процессу b - a (q_2).

Характеристиками обобщенного цикла являются:

$$\varepsilon = \frac{V_a}{V_c} - \text{степень сжатия};$$

$$\lambda = \frac{p_{z1}}{p_c} - \text{степень повышения давления};$$

$$\rho = \frac{V_{z1}}{V_{z2}} - \text{степень предварительного расширения};$$

$$\delta = \frac{\varepsilon}{\rho} - \text{степень последующего расширения}.$$

Рассмотрим изменение параметров рабочего тела по процессам.
Адиабатическое сжатие $a-c$

$$V_c = \frac{V_a}{\varepsilon}; \quad p_c = p_a \cdot \left(\frac{V_a}{V_c}\right)^k = p_a \cdot \varepsilon^k; \quad T_c = T_a \left(\frac{V_a}{V_c}\right)^{k-1} = T_a \varepsilon^{k-1}; \quad q_{ac} = 0;$$

$$\Delta u_{ac} = c_v(T_c - T_a);$$

$$\Delta h_{ac} = c_p(T_c - T_a); \quad l_{ac} = \frac{p_a V_a - p_c V_c}{k-1} = \frac{R(T_a - T_c)}{k-1}; \quad \Delta s_{ac} = 0.$$

Подвод теплоты по изохоре $c-z_1$

$$V_{z1} = V_c; \quad p_{z1} = \lambda \cdot p_c; \quad T_{z1} = \lambda \cdot T_c; \quad q_{cz1} = \Delta u_{cz1} = c_v(T_{z1} - T_c);$$

$$\Delta h_{cz1} = c_p(T_{z1} - T_c); \quad l_{cz1} = 0; \quad \Delta s_{cz1} = c_v \ln \frac{T_{z1}}{T_c}.$$

Подвод теплоты по изобаре z_1-z_2

$$V_{z2} = \rho \cdot V_{z1}; \quad p_{z2} = p_{z1}; \quad T_{z2} = \rho \cdot T_{z1}; \quad q_{z1} = \Delta h_{z2} = c_p(T_{z2} - T_{z1});$$

$$\Delta u_{z1z2} = c_v(T_{z2} - T_{z1}); \quad l_{z1z2} = p_{z1}(V_{z2} - V_{z1}) = R(T_{z2} - T_{z1});$$

$$\Delta s_{z1z2} = c_p \ln \frac{T_{z2}}{T_{z1}}.$$

Адиабатическое расширение z_2-b

$$V_b = \delta \cdot V_{z2}; \quad p_b = p_{z2} \cdot \left(\frac{V_{z2}}{V_b} \right)^k = \frac{p_{z2}}{\delta^k}; \quad T_b = T_{z2} \left(\frac{V_{z2}}{V_b} \right)^{k-1} = \frac{T_{z2}}{\delta^{k-1}};$$

$$q_{z2b} = 0; \quad \Delta u_{z2b} = c_v(T_b - T_{z2}); \quad \Delta h_{z2b} = c_p(T_b - T_{z2});$$

$$l_{z2b} = \frac{p_{z2}V_{z2} - p_bV_b}{k-1} = \frac{R(T_{z2} - T_b)}{k-1};$$

$$\Delta S_{z2b} = 0.$$

Отвод теплоты по изохоре $b-a$

$$q_{ba} = \Delta u_{ba} = c_v(T_a - T_b); \quad \Delta h_{ba} = c_p(T_b - T_a); \quad l_{ba} = 0;$$

$$\Delta S_{ba} = c_v \ln \frac{T_a}{T_b}.$$

Термический коэффициент полезного действия цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1 + q_1''} = 1 - \frac{|q_{ba}|}{q_{cz1} + q_{z1z2}}$$

Полезная работа цикла

$$l_{ц} = l_{z1z2} + l_{z2b} - |l_{ba}|.$$

Среднее давление за цикл

$$p_t = \frac{l_{ц}}{V_a - V_c}.$$

В общем виде формулы для расчета термического КПД и среднего давления за цикл для смешанного цикла имеют вид

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \cdot \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}, \quad (1.50)$$

$$p_t = \frac{p_1}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon-1} \left[\varepsilon^{k-1} (k\lambda(\rho-1) + \lambda - 1) - \lambda \rho^k + 1 \right]. \quad (1.51)$$

Идеальные циклы с подводом теплоты при постоянном объеме (цикл Отто) и с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля) являются частными случаями смешанного цикла (цикла Тринклера). В цикле Отто отсутствует предварительное расширение, т. е. $\rho = 1$, $q''_1 = 0$. В цикле Дизеля отсутствует повышение давления, т. е. $\lambda = 1$, $q'_1 = 0$.

1.4. Пример расчета идеального термодинамического цикла

1.4.1. Исходные данные

Давление в начале сжатия $p_a = 0,086$ МПа.

Температура окружающей среды $T_0 = 17$ °С = 290 К.

Температура в начале сжатия $T_a = 340$ К.

Степень сжатия $\varepsilon = 17$.

Показатель политропы сжатия $n_1 = 1,4$.

Показатель политропы расширения $n_2 = 1,24$.

Степень повышения давления $\lambda = 1,8$.

Степень предварительного расширения $\rho = 1,3$.

Степень последующего расширения $\delta = \frac{\varepsilon}{\rho} = \frac{17}{1,3} = 13,08$.

Рабочий объем $V_h = 2$ л.

Справочные величины:

газовая постоянная $R = 287$ Дж/(кг·К);

показатель адиабаты $k = 1,4$;

изохорная теплоемкость $c_v = \frac{R}{k-1} = \frac{287}{1,4-1} = 717,5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$;

изобарная теплоемкость $c_p = c_v \cdot k = 717,5 \cdot 1,4 = 1005 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Объемы:

объем камеры сжатия $V_c = \frac{V_h}{\varepsilon - 1} = \frac{2}{17 - 1} = 0,125 \text{ л}$;

полный объем цилиндра $V_a = V_c \cdot \varepsilon = 0,125 \cdot 17 = 2,125 \text{ л}$.

1.4.2. Состояние на впуске

Масса рабочего тела

$$m = \frac{p_a \cdot V_a}{R \cdot T_a} = \frac{0,086 \cdot 10^6 \cdot 2,125 \cdot 10^{-3}}{287 \cdot 340} = 1,872 \cdot 10^{-3} \text{ кг}.$$

Удельный объем

$$v_a = \frac{V_a}{m} = \frac{2,125 \cdot 10^{-3}}{1,872 \cdot 10^{-3}} = 1,135 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

1.4.3. Процесс сжатия

Давление в конце сжатия

$$p_c = p_a \cdot \varepsilon^{\eta} = 0,086 \cdot 17^{1,4} = 4,541 \text{ МПа}.$$

Температура в конце сжатия

$$T_c = T_a \cdot \varepsilon^{\eta - 1} = 340,0 \cdot 17^{1,4 - 1} = 1056,4 \text{ К}.$$

Удельный объем

$$v_c = \frac{V_c}{m} = \frac{0,125 \cdot 10^{-3}}{1,872 \cdot 10^{-3}} = 0,067 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

Работа сжатия (процесс $a-c$)

$$\begin{aligned} l_{ac} &= \frac{1}{n_1 - 1} (\rho_a V_a - \rho_c V_c) = \\ &= \frac{1}{1,4 - 1} (0,086 \cdot 10^6 \cdot 1,135 - 4,541 \cdot 10^6 \cdot 0,067) = \\ &= -5,139 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \end{aligned}$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U_{ac} = c_v \cdot (T_c - T_a) = 717,5 \cdot (1056,4 - 340,0) = 5,139 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$$

Изменение энтальпии

$$\Delta h_{ac} = c_p \cdot (T_c - T_a) = 1005 \cdot (1056,4 - 340,0) = 7,195 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$$

Так как $n_1 = k$, то процесс сжатия является адиабатным. Поэтому количество подведенной теплоты в процессе AC $q_{ac} = 0$, и изменение энтропии $\Delta s_{ac} = 0$.

Для построения диаграмм цикла в координатах $p(V)$ и $T(s)$ рассчитаем изменение величин по формулам

$$p = p_a \left(\frac{V_a}{V} \right)^{n_1} \text{ — давление в процессе сжатия,}$$

$$T = T_a \left(\frac{V_a}{V} \right)^{n_1 - 1} \text{ — температура в процессе сжатия,}$$

$$\Delta S = c_v \frac{n_1 - k}{n_1 - 1} \cdot \ln \left(\frac{T}{T_a} \right) \text{ — изменение энтропии.}$$

Результаты расчета сведем в табл. 1.

1.4.4. Процесс подвода теплоты при $v = \text{const}$

В процессе подвода теплоты при $v = \text{const}$ $V_{z1} = V_c = 0,125$ л., $V_{z1} = V_c = 0,067$ м³/кг.

Давление

$$\rho_{z1} = \lambda \cdot \rho_c = 1,8 \cdot 4,541 = 8,173 \text{ МПа} .$$

Температура

$$T_{z1} = T_c \cdot \frac{\rho_{z1}}{\rho_c} = 1056,4 \cdot \frac{8,173}{4,541} = 1902 \text{ К} .$$

Работа газа в изохорном процессе $l_{cz1} = 0$.

Количество подведенной теплоты

$$q_{cz1} = c_v \cdot (T_{z1} - T_c) = 717,5 \cdot (1902 - 1056,4) = 6,064 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} .$$

Изменение внутренней энергии рабочего тела

$$\Delta u_{cz1} = q_{cz1} = 6,065 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} .$$

Изменение энтальпии

$$\Delta h_{cz1} = c_p \cdot (T_{z1} - T_c) = 1005 \cdot (1902 - 1056,4) = 8,489 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} .$$

Изменение энтропии

$$\Delta s_{cz1} = c_v \cdot \ln \left(\frac{T_{z1}}{T_c} \right) = 717,5 \cdot \ln \left(\frac{1902}{1056,4} \right) = 412,7 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} .$$

Для построения диаграмм цикла в координатах $p(V)$ и $T(s)$ считаем изменение величин по формулам

$$T = T_c \frac{p}{p_c} \text{ — температура в процессе подвода теплоты при } v = \text{const},$$

$$\Delta s = c_v \cdot \ln \left(\frac{T}{T_c} \right) \text{ — изменение энтропии.}$$

Результаты расчета сведем в табл. 1.

1.4.5. Процесс подвода теплоты при $p = \text{const}$

В процессе подвода теплоты при $p = \text{const}$

$$V_{z2} = \rho \cdot V_{z1} = 1,3 \cdot 0,125 = 0,163 \text{ л.},$$

$$v_{z2} = \rho \cdot v_{z1} = 1,3 \cdot 0,067 = 0,087 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление

$$p_{z2} = p_{z1} = 8,173 \text{ МПа}.$$

Температура

$$T_{z2} = \rho \cdot T_{z1} = 1,3 \cdot 1902 = 2472 \text{ К}.$$

Работа газа в изобарном процессе

$$l_{z1z2} = p_{z1} \cdot (V_{z2} - V_{z1}) = 8,173 \cdot 10^6 \cdot (0,087 - 0,067) = 1,637 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Количество подведенной теплоты

$$q_{z1z2} = c_p \cdot (T_{z2} - T_{z1}) = 1005 \cdot (2472 - 1902) = 5,730 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение внутренней энергии рабочего тела

$$\Delta u_{z1z2} = c_v \cdot (T_{z2} - T_{z1}) = 717,5 \cdot (2472 - 1902) = 4,093 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение энтальпии

$$\Delta h_{z1z2} = c_p \cdot (T_{z2} - T_{z1}) = 1005 \cdot (2472 - 1902) = 5,730 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение энтропии

$$\Delta S_{z1z2} = c_p \cdot \ln\left(\frac{T_{z2}}{T_{z1}}\right) = 1005 \cdot \ln\left(\frac{2472}{1902}\right) = 263,5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Суммарная подведенная теплота в процессах с z_1z_2

$$q_1 = q_{cz1} + q_{z1z2} = (6,065 + 5,730) \cdot 10^5 = 1,179 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Для построения диаграмм цикла в координатах $p(V)$ и $T(s)$ считаем изменение величин по формулам:

$$T = T_{z1} \frac{V}{V_{z1}} \text{ — температура в процессе подвода теплоты при } p = \text{const},$$

$$\Delta S = c_p \cdot \ln\left(\frac{T}{T_{z1}}\right) \text{ — изменение энтропии.}$$

Результаты расчета сведем в табл. 1.

1.4.6. Процесс расширения

Объем в конце расширения

$$V_b = V_a = 2,125 \text{ л.}$$

Давление

$$p_b = \frac{p_{z2}}{\delta^{n_2}} = \frac{8,173}{13,08^{1,24}} = 0,337 \text{ МПа.}$$

Температура

$$T_b = \frac{T_{z2}}{\delta^{n_2-1}} = \frac{2472}{13,08^{0,24}} = 1334 \text{ К.}$$

Работа газа в политропном процессе расширения

$$l_{z2b} = \frac{1}{n_2 - 1} \cdot (p_{z2} V_{z2} - p_b V_b) = \frac{1}{1,24 - 1} \times \\ \times (8,173 \cdot 10^6 \cdot 0,087 - 0,337 \cdot 10^6 \cdot 1,135) = 1,361 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Количество подведенной теплоты

$$q_{z2b} = c_v \cdot \frac{n_2 - k}{n_2 - 1} \cdot (T_b - T_{z1}) = \\ = 717,5 \cdot \frac{1,24 - 1,4}{1,24 - 1} \cdot (1334 - 2472) = 5,445 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение внутренней энергии рабочего тела

$$\Delta u_{z2b} = c_v \cdot (T_b - T_{z2}) = 717,5 \cdot (1334 - 2472) = -8,167 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение энтальпии

$$\Delta h_{z2b2} = c_p \cdot (T_b - T_{z2}) = 1005 \cdot (1334 - 2472) = -1,143 \cdot 10^6 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение энтропии

$$\Delta s_{z2b} = c_v \cdot \frac{n_2 - k}{n_2 - 1} \cdot \ln \left(\frac{T_b}{T_{z2}} \right) = \\ = 717,5 \cdot \frac{1,24 - 1,4}{1,24 - 1} \cdot \ln \left(\frac{1334}{2472} \right) = 295,1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Для построения диаграмм цикла в координатах $p(V)$ и $T(s)$ считаем изменение величин по формулам

$$p = p_{z2} \left(\frac{V_{z2}}{V} \right)^{\gamma_2} \text{ – давление в процессе расширения,}$$

$$T = T_{z2} \left(\frac{V_{z2}}{V} \right)^{\gamma_2 - 1} \text{ – температура в процессе расширения,}$$

$$\Delta S = c_v \frac{\gamma_2 - k}{\gamma_2 - 1} \cdot \ln \left(\frac{T}{T_z} \right) \text{ – изменение энтропии.}$$

Результаты расчета сведем в табл. 1.

1.4.7. Процесс отвода теплоты при $V = \text{const}$

Значение параметров состояния в точке a определены в разделе 1.2.

Найдем изменение значений функций состояния в процессе ab .

Работа газа в изохорном процессе $l_{ba} = 0$.

Количество отведенной теплоты

$$q_{ba} = c_v \cdot (T_a - T_b) = 717,5 \cdot (340,1 - 1334) = -7,130 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение внутренней энергии рабочего тела

$$\Delta u_{ba} = q_{ba} = -7,130 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение энтальпии

$$\Delta h_{ba} = c_p \cdot (T_a - T_b) = 1005 \cdot (340,1 - 1334) = -9,981 \cdot 10^5 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}.$$

Изменение энтропии

$$\Delta S_{ba} = c_v \cdot \ln \left(\frac{T_a}{T_b} \right) = 717,5 \cdot \ln \left(\frac{340,1}{1334} \right) = -980,4 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Для построения диаграмм цикла в координатах $p(V)$ и $T(s)$ считаем изменение величин по формулам

$$T = T_b \frac{p}{p_b} - \text{температура в процессе подвода теплоты при } v = \text{const},$$

$$\Delta s = c_v \cdot \ln\left(\frac{T}{T_b}\right) - \text{изменение энтропии.}$$

Результаты расчета сведем в табл. 1.

Таблица 1

Значения параметров и функций состояния рабочего тела

V , л	p , МПа	T , К	Δs , Дж/(кг·К)
Процесс сжатия			
2,125	0,086	340,0	0
1,725	0,115	369,7	0
1,325	0,167	410,9	0
0,925	0,276	474,4	0
0,525	0,609	595	0
0,125	4,541	1056,4	0
Процессе подвода теплоты при $v = \text{const}$			
0,125	4,541	1056,4	0
0,125	5,267	1225,5	106,491
0,125	5,994	1394,5	199,201
0,125	6,72	1563,5	281,29
0,125	7,447	1732,5	354,945
0,125	8,173	1901,6	421,737
Процесс подвода теплоты при $p = \text{const}$			
0,125	8,173	1901,6	0
0,132	8,173	2015,7	58,531
0,14	8,173	2129,8	113,839
0,147	8,173	2243,9	166,259
0,155	8,173	2358	216,079
0,163	8,173	2472	263,545

V , л	ρ , МПа	T , К	ΔS , Дж/(кг·К)
Процесс расширения			
0,163	8,173	2472	0
0,555	1,782	1840,9	141,008
0,948	0,918	1619,1	202,409
1,34	0,597	1489,9	242,199
1,733	0,434	1400,8	271,691
2125	0,337	1333,8	295,133
Процесс отвода теплоты при $V = \text{const}$			
2,125	0,337	1333,8	0
2,125	0,287	1135,1	-115,761
2,125	0,237	936,3	-253,861
2,125	0,186	737,6	-425,033
2,125	0,136	538,9	-650,278
2,125	0,086	340,1	-980,415

1.4.8. Показатели цикла

Работа, затраченная на сжатие рабочего тела

$$L_{\text{сж}} = m \cdot l_{ac} = 1,872 \cdot 10^{-3} \cdot (-5,139 \cdot 10^5) = -962,1 \text{ Дж.}$$

Работа, совершенная газом при расширении

$$L_p = m(l_{z1z2} + l_{z2b}) = 1,872 \cdot 10^{-3} \cdot (1,635 + 13,61) \cdot 10^5 = 2854,6 \text{ Дж.}$$

Полезная работа цикла

$$L = L_p - L_{\text{сж}} = 2854,6 - 962,1 = 1892,5 \text{ Дж.}$$

Среднее давление газа

$$p_t = \frac{L}{V_h} = \frac{1892,5}{2 \cdot 10^{-3}} = 946 \cdot 10^3 \text{ Па} = 0,946 \text{ МПа.}$$

Подведенная теплота к рабочему телу за цикл

$$Q_T = m \cdot (q_1 + q_{22b}) = 1,872 \cdot 10^{-3} \cdot (11,79 + 5,44) \cdot 10^5 = 3227,2 \text{ Дж}.$$

Теплота, отданная холодильнику

$$Q_x = m \cdot q_{bc} = 1,872 \cdot 10^{-3} \cdot (-7,13 \cdot 10^5) = -1334,7 \text{ Дж}.$$

Теплота, прошедшая на совершение полезной работы

$$Q_l = Q_T - Q_x = 3227,2 - 1334,7 = 1892,5 \text{ Дж}.$$

Термический коэффициент полезного действия

$$\eta_t = \frac{Q_T - Q_x}{Q_T} = \frac{1892,5}{3227,2} = 0,586.$$

Проверка условий замкнутости цикла

$$\begin{aligned} \Delta S_{ac} + \Delta S_{cz1} + \Delta S_{z1z2} + \Delta S_{z2b} + \Delta S_{ba} &= \\ = 0 + 421,74 + 263,54 + 295,13 - 980,41 &= 0; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta U_{ac} + \Delta U_{cz1} + \Delta U_{z1z2} + \Delta U_{z2b} + \Delta U_{ba} &= \\ = (5,139 + 6,064 + 4,093 - 8,167 - 7,129) \cdot 10^5 &= 0; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta h_{ac} + \Delta h_{cz1} + \Delta h_{z1z2} + \Delta h_{z2b} + \Delta h_{ba} &= \\ = (7,195 + 8,489 + 5,73 - 11,433 - 9,981) &= 0. \end{aligned}$$

Условия замкнутости цикла выполнены.

ГЛАВА 2. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К РАСЧЕТУ РЕКУПЕРАТИВНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

2.1. Основные положения теории теплообмена

Теория теплопередачи изучает законы переноса тепла в твердых, жидких и газообразных телах.

Теплообмен – это самопроизвольный необратимый процесс, переноса теплоты в пространстве с неоднородным полем температур.

Под процессами переноса теплоты в теории теплообмена понимается процесс обмена внутренней энергией между элементами системы в форме теплоты. Внутренняя энергия тел, имеющих более высокую температуру, вследствие теплообмена убывает, а энергия тел, обладающих меньшей температурой, увеличивается.

Объектом исследования в теории теплообмена является температурное поле, его изменение во времени и пространстве. Под температурным полем понимают совокупность значений температуры во всех точках тела в данный момент времени. В общем случае уравнение температурного поля имеет вид

$$T = f(x, y, z, \tau). \quad (2.1)$$

Это уравнение трехмерного нестационарного температурного поля, так как температура изменяется как в пространстве (в направлении координат x, y, z), так и во времени τ .

Если температура в любой точке тела не изменяется во времени, а является лишь функцией координат, то имеет место стационарный режим

$$T = \varphi(x, y, z), \quad \frac{\partial T}{\partial \tau} = 0. \quad (2.1)$$

В простейшем случае температура изменяется только вдоль одной координаты x :

$$T = f(x), \quad \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0. \quad (2.3)$$

Это случай одномерного стационарного температурного поля.

Поверхность, все точки которой имеют одинаковую температуру, называется изотермической.

Мерой скорости изменения температуры вдоль какого-либо направления l служит величина $\Delta T/\Delta l$, где ΔT – бесконечно малое изменение температуры. Наибольший перепад температуры на участке единичной длины происходит в направлении нормали (n) к изотермической поверхности:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta T}{\Delta n} \right) = \frac{\partial T}{\partial n} = |\text{grad} T|, \quad (2.4)$$

где $\text{grad} T$ – градиент температуры.

Градиент температуры есть вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и модуль которого численно равен частной производной от температуры по нормали. Градиент температуры характеризует неравномерность ее распределения в объеме системы и представляет собой максимальную скорость изменения температуры вдоль нормали к изотермической линии.

В теории теплообмена используются понятия теплового потока Q (Вт) и плотности теплового потока q (Вт/м²).

Тепловой поток – это отношение количества теплоты, передаваемой через рассматриваемую поверхность, к продолжительности передачи теплоты.

Плотность теплового потока – тепловой поток отнесенный к площади данной поверхности. Вектор \vec{q} направлен по нормали к изотермической поверхности в сторону убывания температуры.

Различают следующие формы передачи теплоты теплопроводность, конвекцию и излучение.

Теплопроводность представляет собой процесс переноса теплоты (энергии) соприкасающимися, беспорядочно движущимися (колеблющимися) структурными частицами вещества (молекулами, атомами, электронами). Структурные частицы более нагретой части тела, обладающей большей энергией, соприкасаясь с окружающими частицами, передают им часть своей энергии. Такой теплообмен может осуществляться в любых термически неравновесных телах или в системе тел.

Механизм переноса энергии зависит от физического состояния тел. В жидкостях, в твердых телах-диэлектриках перенос тепла осуществляется путем непосредственной передачи теплого движения молекул и атомов соседним частицам вещества.

В металлах перенос тепла осуществляется путем движения (диффузии) свободных электронов; передача тепла за счет колебаний кристаллической решетки второстепенна.

В газообразных телах распространение тепла теплопроводностью происходит вследствие обмена энергией при соударении молекул, умеющих различную скорость теплового движения (путем диффузии молекул и атомов).

Для описания явлений молекулярного переноса используются линейные законы Фурье, Фика и Ньютона:

закон теплопроводности Фурье

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad}T, \quad (2.5)$$

где λ – коэффициент теплопроводности Вт/(м К)], который характеризует интенсивность процесса теплопроводности в веществе и численно равен плотности теплового потока при градиенте температуры, равном единице. В общем случае коэффициент теплопроводности зависит от температуры и давления. Значения коэффициентов теплопроводности различных веществ приведены в справочной литературе;

закон диффузии Фика

$$\vec{j} = -D \cdot \text{grad}C, \quad (2.6)$$

где D – коэффициент диффузии;

C – концентрация вещества;

закон трения Ньютона

$$\vec{\sigma} = -\mu \cdot \vec{n} \cdot \text{grad}w, \quad (2.7)$$

где μ – динамическая вязкость,

\vec{n} – единичный вектор нормали к направлению движения,

w – скорость потока.

Конвекция представляет собой перенос теплоты при перемещении объемов текущей среды (жидкости или газа) в пространстве из области с одной температурой в область с другой.

Конвекция всегда сопровождается теплопроводностью, так как при этом соприкасаются частицы, имеющие различные температуры. Совместный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью называется конвективным теплообменом. Конвективный теплообмен между потоком жидкости или газа и поверхностью твердого тела называется теплоотдачей.

Величина, характеризующая интенсивность теплоотдачи и равная плотности теплового потока на поверхности раздела, отнесенной к температурному напору между средой и поверхностью, называется коэффициентом теплоотдачи α [Вт/(м² К)]. Он учитывает все характерные факторы конкретного процесса теплообмена и определяется из уравнения Ньютона – Рихмана

$$q = \alpha(T_n - T_c), \quad (2.8)$$

где T_n и T_c – соответственно температура поверхности и среды.

Тепловое излучение – процесс переноса тепла в виде электромагнитных волн. На поверхности тела его внутренняя энергия превращается в энергию электромагнитных волн различной длины, распространяющихся в пространстве со скоростью света. Распространяющиеся в пространстве электромагнитные волны могут поглощаться другими телами, превращаясь при этом во внутреннюю энергию этих тел. Теплообмен излучением – это процесс превращения внутренней энергии тел в энергию излучения, переноса излучения и его поглощения телом.

Теплообмен излучением можно рассчитать по уравнению Стефана–Больцмана

$$E = C(T_{n1}^4 - T_{n2}^4), \quad (2.9)$$

где E – плотность потока излучения, Вт/м²;

C – приведенный коэффициент излучения между поверхностями, Вт/(м²К⁴);

T_{n1} и T_{n2} – термодинамическая температура поверхностей соответственно излучающего и принимающего тела, К.

Если разность температур излучающего и принимающего тел велика, то для расчета теплообмена излучением можно пользоваться следующей зависимостью, записанной в форме уравнения Ньютона-Рихмана:

$$q = \alpha_{\text{л}}(T) \cdot (T_{n1} - T_{n2}), \quad (2.10)$$

где $\alpha_{\text{л}}(T)$ – коэффициент лучистого теплообмена;

$$\alpha(T) = C(T_{n1} + T_{n2}) \cdot (T_{n1}^2 + T_{n2}^2).$$

Коэффициент $\alpha_{\text{л}}(T)$ зависит от температуры и свойств поверхности тел, участвующих в теплообмене излучением.

В общем случае теплообмен может осуществляться одновременно всеми тремя методами. Процессы теплопроводности и конвекции могут сопровождаться теплообменом излучением.

При $T_{n1} = T_c$ и незначительном поглощении излучения средой уравнение теплоотдачи имеет вид

$$q = \alpha_s(T_n - T_c), \quad (2.11)$$

где α_s – суммарный коэффициент теплоотдачи;

$$\alpha_s = \alpha_k + \alpha_{\text{л}}(T);$$

α_k – коэффициент конвективного теплообмена.

Процесс передачи тепла от горячей текучей среды холодной через разделяющую стенку называется теплопередачей.

Теплообмен в жидких и газовых смесях сопровождается переносом одного вещества в другое и переносом количества движения (импульса), т. е. массообменом. Теплообмен характеризуется выравниванием температур, а массообмен – выравниванием концентраций компонентов. Процессы переноса теплоты и массы являются взаимосвязанными. Так, например, перенос теплоты может быть вызван разностью концентраций (диффузионный термоэффект), а перенос массы – разностью температур (термодиффузия). Совместное протекание процессов теплообмена и массообмена называется тепломассообменом.

2.2. Основы теплового расчета теплообменных аппаратов

Типы теплообменных аппаратов. Теплообменник – это устройство, в котором осуществляется перенос теплоты от одного теплоносителя (горячего) к другому (холодному). По принципу действия теплообменники подразделяют на три вида: регенеративные, рекуперативные и смешительные.

В регенеративном теплообменнике одна и та же поверхность омывается то горячим, то холодным теплоносителем. В цикле регенератора выделяются две стадии: вначале горячий теплоноситель отдает тепло насадке, затем аккумулированное тепло отдается холодному теплоносителю. Регенераторы широко применяются в металлургическом производстве, в воздухоподогревателях различных конструкций и т. д.

В смешительных, или контактных, теплообменниках процесс теплообмена сопровождается перемешиванием теплоносителей. Теплота от пара или газа передается воде при их смешивании при непосредственном контакте теплоносителей.

Наиболее широкое распространение получили рекуперативные, или поверхностные, теплообменные аппараты. К ним, в частности, относятся радиаторы системы охлаждения автомобильного двигателя. В рекуперативных теплообменных аппаратах теплоносители разделены твердой стенкой, и теплопередача осуществляется вначале совместным переносом теплоты конвекцией и теплопроводностью от первичного жидкого теплоносителя к стенке, затем теплопроводностью через стенку и радиационно-конвективным теплообменом от стенки к вторичному теплоносителю (если вторичный теплоноситель является газообразным телом). Стенка, которая омывается с обеих сторон теплоносителями, называется рабочей поверхностью теплообменника.

Теплообменные аппараты могут выполняться прямоточными (рис. 2.1, *а*), противоточными (рис. 2.1, *б*), перекрестного (рис. 2.1, *в*) и смешанного (рис. 2.1, *г*) тока.

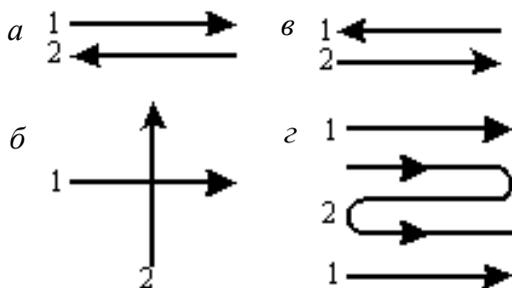


Рис. 2.1. Схемы движения теплоносителей в теплообменных аппаратах

В расчетах предполагают, что температура теплоносителей непрерывно изменяется вдоль поверхности теплообмена. Характер ее изменения определяется схемой движения и соотношением водяных (условных) эквивалентов W_1 и W_2 . На рис. 2.2 представлены зависимости изменения температуры первичного и вторичного теплоносителей от соотношения W_1 и W_2 и значения F .

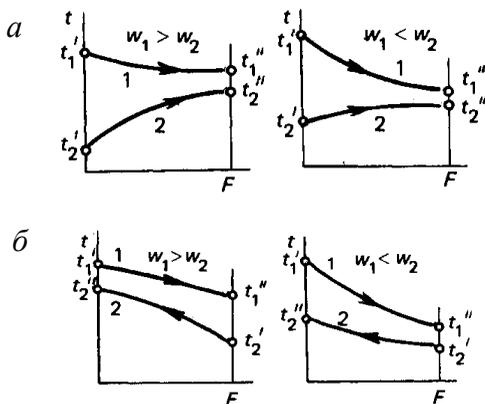


Рис. 2.2. Характер изменения температуры теплоносителей при прямомтоке (а) и противотоке (б)

Тепловой расчет теплообменных аппаратов может выполняться в двух вариантах. Для них существуют различные методики расчета. В соответствии с первой методикой определяется площадь поверхности теплообмена, по второй методике определяется тепловая производительность устройства. Тепловой расчет теплообменных устройств (для обоих вариантов) состоит из нескольких этапов.

Уравнение теплового баланса. Уравнение баланса составляется в соответствии с законом сохранения энергии.

Для расчета теплообменника системы охлаждения двигателя необходимо знать количество теплоты, поступающее в систему охлаждения двигателя:

$$dQ = G_1 dh,$$

или для заданного процесса

$$Q = G_1 (h_1'' - h_1'). \quad (2.12)$$

Формула (2.12) может быть записана в виде

$$Q = G_1 (c_p'' t_1'' - c_p' t_1'),$$

где G_1 – массовый расход первичного теплоносителя (принимается постоянным), кг/с;

h'' и h' – удельная энтальпия первичного теплоносителя на выходе и входе, Дж/кг;

c_p'' , c_p' – средняя удельная изобарная теплоемкость, вычисляемая в диапазоне температур от 0 °С до соответственно t'' и t' ;

t'' и t' – температура первичного теплоносителя на выходе и входе, °С.

Уравнение теплового баланса имеет вид

$$G_1 (h_1'' - h_1') = G_2 (h_2'' - h_2'),$$

$$W_1 (t_1'' - t_1') = W_2 (t_2'' - t_2'), \quad (2.13)$$

где W_1 , W_2 – водяные (условные) эквиваленты первичного и вторичного теплоносителей, Вт/К.

Водяной эквивалент можно определить по формуле

$$W = G \cdot c_p \text{ или } W = F \cdot w \cdot \rho \cdot c_p,$$

где F – площадь живого сечения канала, м²;

w – скорость движения теплоносителя, м/с;

ρ – плотность теплоносителя, кг/м³;

c_p – удельная изобарная теплоемкость теплоносителя (принимается постоянной), Дж/(кг·К).

Из выражения (2.13) имеем

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{t_2'' - t_2'}{t_1'' - t_1'}$$

т. е. отношение водяных эквивалентов обратно пропорционально отношению изменений температур теплоносителей. Отсюда следует, что меньшему значению W соответствует большее изменение температур ($t' - t''$) теплоносителя, и наоборот.

Вывод расчетных уравнений теплопередачи. Запишем уравнение теплопередачи в следующем виде:

$$dQ = k \Delta t dF \quad (2.14)$$

где k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К);

Δt – температурный напор, К;

dF – площадь элементарной поверхности теплообмена, м².

Путем интегрирования (2.14) определим тепловой поток, проходящий через поверхность теплообмена площадью F

$$Q = \int_F k \Delta t dF.$$

Полагая $k = \text{const}$ (в ряде случаев коэффициент теплопередачи по поверхности теплообмена изменяется незначительно), получим

$$Q = k \overline{\Delta t} F, \quad (2.15)$$

где $\overline{\Delta t}$ – средний температурный напор по всей поверхности теплообмена, К.

При значительном изменении коэффициента теплопередачи вдоль поверхности теплообмена используется его среднее значение:

$$k = \frac{k_1 F_1 + k_2 F_2 + \dots + k_i F_i + \dots + k_n F_n}{F_1 + F_2 + \dots + F_i + F_n},$$

где k_i – среднее значение коэффициента теплопередачи на i -м участке ($i = 1, 2, 3, \dots, n$);

F_i – площадь i -го участка поверхности теплообмена.

Для определения среднего температурного напора $\Delta \bar{t}$ запишем уравнение теплового баланса (для прямотока):

$$k \Delta \bar{t} F = -W_1 dt_1 = W_2 dt_2.$$

После преобразований получим

$$\Delta \bar{t} = \frac{\Delta t''' - \Delta t''}{\ln(\Delta t''' / \Delta t'')}, \quad (2.16)$$

где $\Delta \bar{t}$ – среднелогарифмический температурный напор;

$\Delta t'$ и $\Delta t''$ – разность температур первичного и вторичного теплоносителей ($\Delta t'' = t_1' - t_2'$, $\Delta t' = t_1'' - t_2''$) на границах поверхности теплообмена.

В соответствии с формулой (2.16) в аппаратах прямого тока температурный напор убывает по экспоненциальному закону, в противоточных при $W_1 > W_2$ $\Delta \bar{t}$ увеличивается, при $W_1 < W_2$ – уменьшается.

Часто формулу (2.16) представляют в более удобном для расчетов виде (для прямотока и противотока)

$$\Delta \bar{t} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_m}{\ln(\Delta t_6 / \Delta t_m)},$$

где Δt_6 , Δt_m – больший и меньший температурные напоры между теплоносителями по границам поверхности.

В частном случае при $\Delta t_6 / \Delta t_m < 2$ $\Delta \bar{t}$ можно определять так:

$$\Delta t = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_M}{2}.$$

При этом погрешность вычислений не превышает 3 %.

На практике схемы движения теплоносителей могут быть достаточно сложными. Например, в радиаторах автотракторных двигателей имеет место перекрестный ток горячего (первичного – охлаждаемой жидкости) и холодного (вторичного – охлаждающего воздуха) теплоносителей. В этих случаях расчетный средний температурный напор вычисляется по формуле

$$\Delta t_p = \varepsilon_z \overline{\Delta t}, \quad (2.17)$$

где $\overline{\Delta t}$ – среднелогарифмический температурный напор;

ε_z – поправочный коэффициент; $\varepsilon_z \leq 1$.

Коэффициент ε_z является функцией числа ходов Z теплоносителя в радиаторе, соотношения W_1 и W_2 и вспомогательных параметров P и R :

$$P = \frac{t_2'' - t_1''}{t_2' - t_1'}; \quad R = \frac{t_1' - t_1''}{t_2'' - t_2'}.$$

Значение ε_z определяется по графику рис. 2.3 при известных значениях P , R и Z . Значения P меньше единицы всегда, а R больше или меньше единицы в зависимости от соотношения W_1/W_2 . При $P \ll 1$ и числе ходов $Z \geq 3$ допустимо в практических расчетах принимать $\varepsilon_z = 1$.

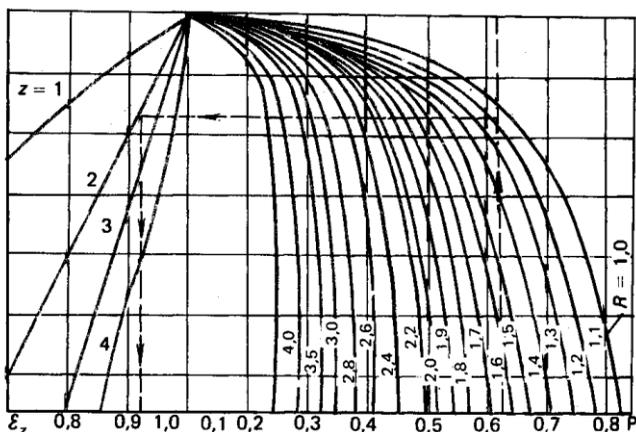


Рис. 2.3. Определение поправочного коэффициента при перекрестном токе теплоносителей в различных радиаторах:
 1 – одноходовом; 2 – двухходовом; 3 – трехходовом; 4 – четырехходовом

Совместное решение уравнений теплового баланса и теплопередачи. При выполнении первого варианта расчета теплообменника требуется определить площадь поверхности теплообмена F . Из уравнений (2.12) и (2.15) расчетная площадь теплообмена

$$F = \frac{Q_p}{k \Delta t_p} .$$

Таким образом, конструкторский расчет включает:

- определение расчетного количества теплоты Q_p , отводимой первичным теплоносителем (например, охлаждающие жидкостью системы охлаждения двигателя);
- построение графиков, устанавливающих характер распределения температуры поверхности теплообменника;
- выбор уравнений подобия и определение коэффициентов теплоотдачи со стороны первичного α_1 и вторичного α_2 теплоносителей;
- определение коэффициента теплопередачи k ;
- определение среднего температурного напора $\overline{\Delta t_p}$ между теплоносителями;
- определение площади поверхности теплообмена.

При выполнении второго варианта расчета, когда по известной площади поверхности теплообмена F требуется определить тепловую производительность устройства, возникают дополнительные трудности, связанные с определением среднего температурного напора. В этом случае известными по условию задачи являются: площадь поверхности теплообмена F , коэффициент теплопередачи k (приблизительное значение, которое в ходе расчета подлежит уточнению), водяные эквиваленты W_1 и W_2 , начальная температура теплоносителей t_1' , t_2' . Требуется определить конечную температуру первичного и вторичного теплоносителей t_1'' , t_2'' и тепловую производительность теплообменника Q .

Начинать расчет следует с нахождения конечной температуры теплоносителей t_1'' и t_2'' . С этой целью можно воспользоваться справочниками. Например, при противотоке для первичного теплоносителя

$$t_1'' = t_1' - \psi(t_1' - t_2');$$

для вторичного теплоносителя

$$t_2'' = t_2' + \psi(t_1' - t_2')$$

где $\psi = f(W_1/W_2, kF/W_1)$ – вспомогательная функция.

В остальном методика выполнения второго варианта теплового расчета не отличается от методики выполнения первого.

2.3. Особенности расчета радиаторов охлаждения автомобильных двигателей

Радиатор охлаждения (рис. 2.4) является теплообменным устройством, в котором передача теплоты от горячей жидкости к охлаждающему воздуху осуществляется через стенки трубок, пластин или лент.

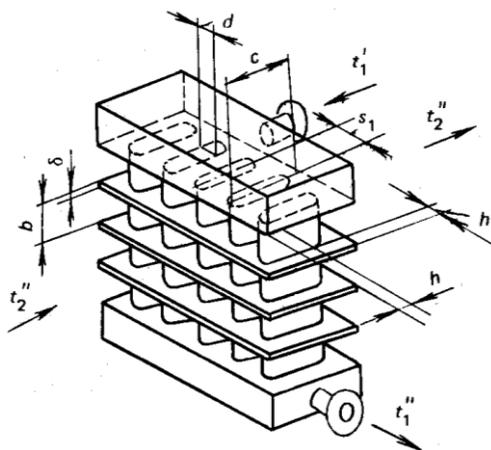


Рис. 2.4. Радиатор охлаждения автотракторного двигателя

Методика расчета теплообмена в радиаторе системы жидкостного охлаждения двигателей внутреннего сгорания состоит в следующем.

Определяем количество теплоты, отводимой в систему охлаждения двигателя:

$$Q_1 = Q_{\text{охл}} = q_{\text{охл}} N_e,$$

где N_e – эффективная мощность двигателя;

$q_{\text{охл}}$ – относительная теплоотдача в систему охлаждения.

Температуру воздуха на выходе из радиатора системы охлаждения находим из уравнения теплового баланса в радиаторе:

$$Q_2 = Q_{\text{охл}} = (W_a + W_b) F r c_p \frac{\rho_1 T_0}{\rho_0 T_b} \Delta t_b,$$

где W_a , W_b – скорости движения соответственно автомобиля и воздуха, м/с;

F – площадь фрамуги (окна) для установки радиатора по конструктивным соображениям принимают равной 0,2–0,4 м²;

$r c_p$ – объемная теплоемкость воздуха, Дж/(м³ · К);

T_b – средняя термодинамическая температура воздуха, К;

p_1 – давление воздуха, Па;

p_0 , T_0 – давление и термодинамическая температура воздуха при нормальных физических условиях.

Из уравнения теплового баланса

$$\Delta t_{\text{в}} = \frac{Q_{\text{охл}}}{(W_{\text{а}} + W_{\text{в}}) F_{\text{рс}} \rho \frac{\rho_1 T_0}{\rho_0 T_{\text{в}}}}$$

Задавая значением t_2' находим $t_2'' = t_1' + \Delta t_{\text{в}}$

Запишем уравнение теплопередачи

$$Q_1 = Q_2 = Q_{\text{охл}} = k_{\text{рс}} \overline{\Delta t} F_{\text{охл}}$$

где $k_{\text{рс}}$ – коэффициент теплопередачи через ребристую стенку;

$\overline{\Delta t}$ – средний логарифмический температурный напор.

Определяем $\overline{\Delta t}$ из (2.16). Расчетное значение $\overline{\Delta t}_{\text{рп}}$ определяем по формуле (2.17), а коэффициент ε_z – по графику (см. рис. 2.3). Перекрестный ток считаем как противоток (см. рис. 2.1).

Коэффициент теплопередачи через ребристую стенку

$$k_{\text{рс}} = \frac{1}{(1/\alpha_1 + \delta_{\text{с}}/\lambda_{\text{с}} + \delta_{\text{нак}}/\lambda_{\text{нак}}) F_{\text{рс}}/F_{\text{с}} + 1/\alpha_{\text{рс2}} + R_{\text{заг}}}$$

где α_1 – коэффициент теплоотдачи от жидкости к гладкой поверхности стенки, Вт/(м² · К);

$\delta_{\text{с}}$ – толщина стенки трубки, м;

$\lambda_{\text{с}}$ – коэффициент теплопроводности стенки трубки, Вт/(м · К);

$\delta_{\text{нак}}$ – толщина накипи на стенке, м;

$\lambda_{\text{нак}}$ – теплопроводность накипи, Вт/(м · К);

$\alpha_{\text{рс2}}$ – коэффициент теплоотдачи ребристой стенки, Вт/(м² · К);

$R_{\text{заг}}$ – термическое сопротивление загрязнений ребристой поверхности, м² · К/Вт;

$R_{\text{заг}} = \delta_{\text{заг}}/\lambda_{\text{заг}}$;

$\lambda_{\text{заг}}$ – теплопроводность загрязнений, Вт/(м · К).

Коэффициент теплоотдачи на поверхности ребристой стенки

$$\alpha_{2pc} = \alpha_2 \left(\frac{F_p \cdot \Theta_0}{F_{pc} \cdot \Theta_1} + \frac{F_{II}}{F_{pc}} \right).$$

Коэффициент теплоотдачи α_2 на поверхности, свободной от ребер, определим из уравнения подобия

$$Nu = c Re^m (d_3/b_1)^{0,54} (h/b_1)^{-0,14}$$

где Nu – число Нуссельта, $Nu = \alpha_2 b_1 / \lambda_B$;

Re – число Рейнольдса, $Re = (w_a - w_B) b_1 / \nu_B$;

b_1 – шаг ребер, м;

d_3 – эквивалентный диаметр, м;

h – высота ребра, м;

λ_B – коэффициент теплопроводности воздуха, Вт/(м · К);

ν_B – кинематическая вязкость воздуха, м²/с;

c и m – постоянные коэффициенты: для коридорных пучков трубок с круглыми ребрами $c = 0,104$, с квадратными – $c = 0,096$;

в обоих случаях $m = 0,72$;

для шахматных пучков трубок с круглыми ребрами $c = 0,223$, с квадратными – $c = 0,205$;

в обоих случаях $m = 0,65$;

Θ_1 – разность температур окружающей среды и основной поверхности теплообмена T_n , К;

Θ_0 – разность температур воздуха и поверхности ребра T_p , К.

Отношение Θ_0/Θ_1 получаем из равенства

$$\frac{\Theta_0}{\Theta_1} = \frac{L\phi d_3}{m(D_3^2 - d_3^2)},$$

где $\phi = f(mr, m(R-r))$ определяется по графику (рис. 2.5);

$$R = D_3/2;$$

$$r = d_3/2;$$

$$m = \sqrt{2\alpha_c / (\lambda_c \delta_p)},$$

здесь λ_c – теплопроводность материала ребра, Вт/(м·К);
 δ_p – толщина ребра, м.

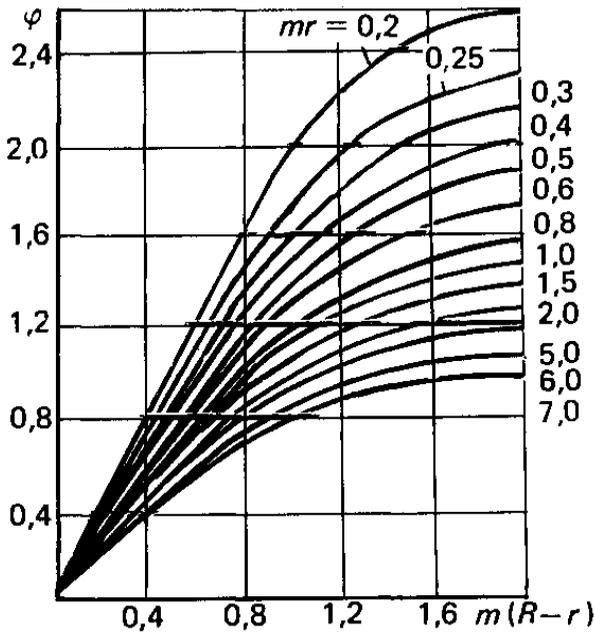


Рис. 2.5. График определения функции $\varphi = f(mr, m(R-r))$

Эквивалентный диаметр трубок

$$d_3 = 4F_{\text{тр}} / \Pi_{\text{тр}},$$

где $F_{\text{тр}}$ – площадь поперечного сечения трубки, м²;
 $\Pi_{\text{тр}}$ – смоченный периметр трубки, м;

$$F_{\text{тр}} = \pi \cdot d^2 / 4 + d(c-d);$$

$$\Pi_{\text{тр}} = \pi \cdot d + 2(c-d);$$

эквивалентный диаметр ребер

$$D_3 = 4F_p' / \Pi_p',$$

где F_p' – площадь поперечного сечения ребра, м²;

Π_p' – смоченный периметр ребра, м;

$$F_p' = (d + 2h)(c + 2h);$$

$$\Pi_p' = 2(d + 2h) + 2(c + 2h).$$

Определяем площадь:

поверхности гладкой стенки F_c ;

поверхности ребер F_p ;

поверхности, свободной от ребер, F_n ;

поверхности ребристой стенки F_{pc} для элементарного участка охлаждающей поверхности:

$$F_c = \Pi_{тр} b_1;$$

$$F_p = (d + 2h)(c + 2h) \left(\frac{\pi d^2}{4} + d(c - d) \right);$$

$$F_n = \Pi_{тр} (b_1 - \delta_p); \quad F_{pc} = F_n + F_p.$$

Коэффициент теплоотдачи α_1 получаем из уравнения подобия

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4},$$

где $Nu = \alpha_1 d_3 / \lambda_{ж}$; $Re = w_{ж} d_3 / \nu_{ж}$.

Значения $\lambda_{ж}$, $\nu_{ж}$, $Pr = \nu/a$, a – температуропроводность, при температуре T_1^n находим из справочника.

Определяем следующие величины:

а) площадь теплорассеивающей поверхности решетки радиатора $F_{охл}$;

б) число элементарных участков охлаждающей поверхности

$$n = F_{охл} / F_{рс};$$

в) длину охлаждающей поверхности $L = nb_1$;

г) число трубок радиатора с ребрами $N = L/H$, где H – высота радиатора (обычно принимается равной 0,3–0,6 м);

д) ширину радиатора $B = F/H$, где F – площадь фрамуги (окна) для установки радиатора ($F = 0,2–0,4 \text{ м}^2$);

е) число трубок в одном ряду, равное B/s_1 . Полученное число B/s_1 сравниваем с N и определяем рядность радиатора.

Объемный коэффициент компактности

$$\Phi_p = F_{охл} / V_p, \text{ м}^{-1},$$

где $V_p = F_{фр} / l_p$ – объем решетки, м^3 ;

$F_{фр} = B \cdot H$ – площадь фронта решетки радиатора, м^2 ;

l_p – глубина радиатора, м.

Содержание

ГЛАВА 1. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К РАСЧЕТУ ИДЕАЛЬНОГО ЦИКЛА ТЕПЛООВОГО ДВИГАТЕЛЯ.....	3
1.1. Основные понятия и законы термодинамики.....	3
1.2. Основные термодинамические процессы идеальных газов и их исследование.....	9
1.3. Обобщенный термодинамический цикл тепловых двигателей.....	23
1.4. Пример расчета идеального термодинамического цикла....	27
ГЛАВА 2. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К РАСЧЕТУ РЕКУПЕРАТИВНОГО ТЕПЛООБМЕННИКА.....	38
2.1. Основные положения теории теплообмена.....	38
2.2. Основы теплового расчета теплообменных аппаратов.....	43
2.3. Особенности расчета радиаторов охлаждения автомобильных двигателей.....	50

Учебное издание

ПРЕДКО Андрей Владимирович
ХАТЯНОВИЧ Валерий Иванович

**ТЕРМОДИНАМИКА
И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА**

Методическое пособие
для студентов заочной формы получения образования
специальностей 1-37 01 01 «Двигатели внутреннего сгорания»,
1-37 01 06 «Техническая эксплуатация автомобилей»,
1-37 01 07 «Автосервис»

Редактор *К. П. Юройть*
Компьютерная верстка *А. Г. Занкевич*

Подписано в печать 12.12.2012. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.
Усл. печ. л. 3,37. Уч.-изд. л. 2,64. Тираж 100. Заказ 866.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет. ЛИ № 02330/0494349 от 16.03.2009. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.