МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
ИМЕНИ СЕРГО ОРДЖОНИКИДЗЕ

В.К. КОШКИН,
Т.В. МИХАЙЛОВА

ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЯ

Программированное учебное пособие

536(075)

МОСКВА – 1979

МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
имени СЕРГО ОРДЖОНИКИДЗЕ

В.К. КОШЛИН, Т.В. МИХАЙЛОВА

ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЯ

Программированное учебное пособие

(Для дневной и вечерней форм обучения)

Утверждено
на заседании кафедры
I ноября 1978 г.

МОСКВА - 1979

УДК: 536.7. (075.8)

© Московский авиационный институт, 1979 г.

Зав. редакцией М.И. Кузнецова

586 (075)
К 762

ПРЕДИСЛОВИЕ

Программированное учебное пособие по курсу термодинамики "Второй закон термодинамики и его приложения к идеальным газам" представляет собой часть курса термодинамики, написанную в соответствии с утвержденной учебной программой для студентов факультета двигателей летательных аппаратов МАИ.

Программированное учебное пособие по курсу термодинамики призвано помочь читателю, который приступает к изучению термодинамики и знаком с математикой, физикой и химией.

Цель пособия – помочь освоить основные положения второго закона термодинамики и его приложения к идеальному газу в объеме, достаточном для выполнения различных термодинамических расчетов и правильного использования результатов этих расчетов.

Для повышения восприятия излагаемого материала в пособии использован один из вариантов программированного метода обучения. Это способствует более глубокому пониманию материала и интенсификации процесса обучения, т.е. сокращению времени, необходимого для усвоения учащимся определенного объема знаний. Такой эффект достигается путем расчленения процесса обучения на отдельные этапы и осуществления проверки обучения в конце каждого этапа.

Данное учебное пособие содержит II контрольных карточек (26 контрольных вопросов, к каждому из которых приведено несколько вариантов ответов). На контрольный вопрос может быть несколько правильных ответов. Ответы приведены в конце учебного пособия. Чаще всего методы программированного обучения применяются тогда, когда от обучаемого требуется запоминание определенного объема информации или выработки ряда навыков. Программированная подача материала по термодинамике может оказаться полезной потому, что позволяет проверить правильность восприятия основных идей и понятий, поскольку применять эти понятия можно лишь глубоко понимая их смысл.

При написании пособия авторы исходили из многолетнего опыта преподавания курса термодинамики студентам МАИ.

Поскольку пособие является одной из первых попыток программированного изложения второго закона термодинамики и его приложения к идеальным газам, авторы будут рады получить отзывы читателей о пособии и с благодарностью примут все замечания.

ВВЕДЕНИЕ

Для успешного усвоения необходимого объема знаний по современным авиационным двигателям студентам следует глубоко изучить основные законы термодинамики, управляющие процессами, происходящими во всех типах тепловых двигателей, в том числе и авиационных.

Одним из таких законов термодинамики, обосновывающих теорию теплового двигателя, является второй закон термодинамики.

Кроме того, второй закон термодинамики представляет собой глубокий физический закон, вскрывающий направление всех естественных процессов в природе. Поэтому при изучении второго закона термодинамики необходимо обратить внимание не только на то, что он указывает на условия превращения теплоты в механическую работу теплового двигателя, но и на его более общее значение как закона, имеющего статистическое толкование и указывающего на направление естественных процессов в природе.

С помощью второго закона термодинамики и его математического аппарата, основанного на применении энтропии, в настоящее время анализируются и исследуются не только процессы, происходящие в тепловых двигателях, но и многие другие процессы и явления природы (вплоть до вопросов развития звездных миров, зарождения и развития жизни на земле, теории информации и многое другое).

Настоящее программированное учебное пособие дает методологию изложения второго закона термодинамики в форме, удобной к восприятию, пониманию и усвоению студентами, на основе современного метода программированного обучения. Следует также отметить, что целью настоящей работы является, главным образом, изложение второго закона термодинамики с точки зрения теории тепловых двигателей как главной задачи для студентов энергетических и двигателестроительных факультетов, поэтому в излагаемом материале вопросы о роли второго закона термодинамики для других разделов естествознания затронуты лишь в объеме, достаточном для того, чтобы инженер мог бы разобраться о более общем значении этого закона в современной науке и технике.

Глава I. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики, закон сохранения и превращения энергии, дает количественную и в то же время качественную характеристику превращения энергии. Однако первый закон термодинамики не указывает направления процессов и не имеет в этом отношении ограничений. Так, первый закон термодинамики не делает различий между преобразованием работы в тепло ($l \to q$) и тепла в работу ($q \to l$). Хотя количественные соотношения при том и другом преобразовании одинаковым образом подчиняются первому закону термодинамики, между этими преобразованиями имеется существенное различие. Превращение работы в тепло – положительное превращение энергии, идущее естественным путем. Превращение тепла в работу – отрицательное превращение энергии, которое осуществляется при соблюдении особых условий. Вот об этих условиях и говорит второй закон термодинамики. В этом отношении второй закон термодинамики является как бы необходимым дополнением к первому закону термодинамики.

Прежде чем непосредственно перейти ко второму закону термодинамики (с точки зрения теории тепловых двигателей) остановимся на наиболее характерных особенностях всех естественных процессов нашей земной действительности.

Все естественные процессы, происходящие с макротелами в нашей окружающей действительности, говорят об одностороннем их протекании. Возьмем ряд элементарных примеров.

Вода всегда стремится занять наинизший уровень в гидравлической системе, находящейся в поле гравитационных сил тяготения.

Теплота всегда стремится перейти от горячего тела к холодному, но обратно теплота самопроизвольно не переходит от холодного тела к горячему.

Газы легко смешиваются, газ всегда стремится занять наибольший объем, два компонента смешиваются в растворе, но раствор сам не разделяется.

Таким образом, необратимое протекание всех естественных процессов представляет самое общее положение второго закона термодинамики.

Итак, в изолированной системе самопроизвольно идут не все изменения, а только те изменения, которые приводят систему к состоянию равновесия. Для того чтобы вывести такую систему из положения

равновесия, нужно нарушить ее изолированность, оказав на нее какое-то энергетическое воздействие извне.

Таким образом, самопроизвольные процессы окружающей нас действительности идут в направлении перехода системы от менее вероятных состояний к состояниям более вероятным. Наиболее вероятным состоянием является такое, при котором изолированная система, предоставленная самой себе, находится в полном равновесии. Полное равновесие означает отсутствие условий, характеризующих направление, т.е. отсутствие какого-либо процесса в системе. Отсутствует разность температур, давлений, концентраций, т.е. все интенсивные свойства такой системы выравнены.

Можно утверждать и обратное, если в изолированной системе протекают процессы, приводящие систему от менее вероятных состояний к более вероятным, то такие процессы являются естественными, необратимыми.

Следовательно, в изолированной системе все самопроизвольные естественные процессы происходят в направлении достижения системой более вероятных состояний. Такие процессы являются односторонними: система не может вернуться к начальному состоянию при помощи этих же процессов.

В рассмотренных положениях заключается наиболее общая сущность второго закона термодинамики:

I. Не все процессы, не противоречащие первому закону термодинамики, протекают в действительности самопроизвольно с положительными превращениями энергии. Есть процессы с отрицательными превращениями энергии ($q - l$), которые самопроизвольно идти не могут.

2. Все реальные процессы протекают в определенном направлении, задаваемом условиями равновесия. Все они идут в одном направлении – направлении достижения равновесия системы, как наиболее вероятного состояния.

3. Введено понятие равновесия. Процессы идут до установления равновесия системы, т.е. до момента выравнивания интенсивных свойств системы (выравнивание температур, давлений, концентраций и др.).

Вычисление равновесия играет огромную роль в химии и современной химической термодинамике по определению количества выходов, т.е. конечных продуктов реакций. Эти расчеты имеют важное теоретическое и практическое значение для современных реактивных двигателей.

Контрольная карточка I

Укажите правильный ответ

Вопрос	Ответ
I. Положительное превращение энергии	I – любое превращение энергии; 2 – превращение энергии, идущее естественным самопроизвольным путем; 3 – превращение энергии, которое осуществляется при соблюдении особых условий.
2. В отдельной изолированной системе самопроизвольно происходят изменения,	I – которые приводят систему в наиболее вероятное состояние – состояние равновесия; 2 – любые; 3 – которые приводят систему в менее вероятное состояние.

§ 2. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ТЕОРИЯ ТЕПЛОВОГО ДВИГАТЕЛЯ

Возникновение термодинамики определяется практической необходимостью иметь теоретические основы для создания и совершенствования тепловых двигателей. Без термодинамического анализа не могли быть правильно поняты основные принципы действия тепловых двигателей и не могли быть найдены правильные пути для создания экономичного теплового двигателя.

Первый закон термодинамики и частный его случай – принцип эквивалентности устанавливают лишь количественную связь между теплотой и работой. Но при каких условиях этот переход может совершаться, какая часть располагаемого тепла в тепловом двигателе превратится в работу, – на эти вопросы первый закон термодинамики ответа не дает.

Как показывает опыт, ни в одном тепловом двигателе все располагаемое тепло q_1 не превращается целиком в полезную механическую работу l.

Во всех тепловых двигателях всегда

$$q_1 = l + q_2 , \qquad (I.I)$$

где q_1 – располагаемое тепло источника, l – работа двигателя;

q_2 – тепло потерянное, не превратившееся в работу.

М.В. Ломоносов в 1744 г. по существу, впервые высказывает мысль о том, что для превращения теплоты в работу необходима разность температур.

Подробное изложение второго закона термодинамики как дополнения к первому закону было сделано французским ученым С. Карно в работе "Размышление о движущей силе огня", опубликованной в 1824 г. В этой работе Карно пришел к следующему заключению:

"... Повсюду, где имеется разность температур, может происходить возникновение движущей силы" (т.е. работы).

"... Движущая сила тепла не зависит от агентов, взятых для ее развития; ее количество исключительно определяется температурами тел, между которыми, в конечном счете, производится перенос теплорода".

Оригинальность работ Карно заключается в том, что он неомотря на неверные представления о природе теплоты как теплороде, пришел к совершенно правильным выводам по теории действия тепловых двигателей.

Таким образом, впервые в работах Карно высказывается правильная мысль о невозможности получения работы в тепловом двигателе непрерывного действия без разности температур.

Основные утверждения Карно

1. Тепловой двигатель может непрерывно работать лишь при наличии двух тепловых источников: теплоотдатчика (источника), от которого рабочее тело в двигателе заимствует теплоту, и теплоприемника (холодильника), которому рабочее тело отдает теплоту, непревращенную в работу.

2. В идеальном тепловом двигателе осуществляется некоторый особый замкнутый круговой обратимый процесс – цикл, который теперь называют циклом Карно.

Непрерывность работы двигателя достигается повторением осуществляемого цикла произвольно большое число раз.

3. Экономичность идеального двигателя с циклом Карно не зависит от природы выбранного рабочего тела, а определяется лишь предельными температурами теплоотдатчика и теплоприемника.

Дальнейшее развитие идей Ломоносова и Карно получило свое выражение в работах Р. Клаузиуса и М.Ф. Окатова. Они преобразовали идеи Карно в духе учения о теплоте как о форме проявления энергии и дали математическую трактовку второго закона термодинамики.

Положения Клаузиуса дают математические предотавления об условиях преобразования теплоты в механическую работу. Однако дальнейшие выводы Клаузиуса из анализа второго закона термодинамики о тепловой смерти вселенной сыграли реакционную роль в развитии естествознания.

Энгельсу принадлежит заслуга первой фундаментальной критики неверных положений Клаузиуса с позиций диалектического материализма.

В дальнейшем Больцман дал статистическое толкование второго закона термодинамики и сделал попытку критического пересмотра положения Клаузиуса.

Рассмотрим общие положения второго закона термодинамики в применении их к теории теплового двигателя.

Во всех тепловых машинах, в том числе и двигателях, совершаются не отдельные разомкнутые процессы, а циклы, в результате совершения которых, рабочее тело приходит в первоначальное состояние.

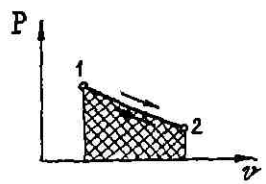


Рис. I

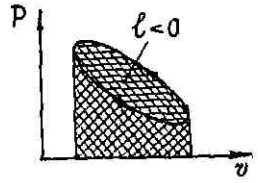


Рис. 2

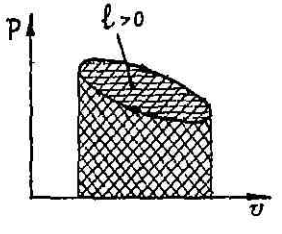


Рис. 3

Возможны три схемы термодинамических циклов.

I. Линия сжатия идет тем же процессом, что и линия расширения (рис. I):

$l_р$ = пл. //// – положительная работа расширения; $l_{сж}$ = пл. \\\\ – отрицательная работа сжатия;

Результирующая работа цикла равна нулю $l = l_р - l_{сж} = 0$

2. Линия сжатия идет выше линии расширения (рис. 2) (схема обратного термодинамического цикла):

$l_р$ = пл. /// – положительная работа расширения; $l_{сж}$ = пл. \\\ – отрицательная работа сжатия;

Результирующая работа цикла будет отрицательной $l = (l_р - l_{сж}) < 0$ (пл. ≡).

3. Линия сжатия располагается ниже линии расширения (рис. 3) (схема прямого термодинамического цикла):

$l_р$ = пл. /// – положительная работа расширения; $l_{сж}$ = пл. \\\ – отрицательная работа сжатия, $l = (l_р - l_{сж}) > 0$.

Результирующая работа цикла будет положительной.

Контрольная карточка 2

Вопрос	Ответ
I. Прямым циклом называется цикл,	I – у которого результирующая работа отрицательна ($l < 0$); 2 – у которого линия расширения лежит ниже линии сжатия; 3 – с положительной результирующей работой.
2. Какое из представленных уравнений справедливо для любых циклов тепловых двигателей?	I – $q_1 = l + q_2$; 2 – $q_1 = \Delta u + l$; 3 – $q_1 = l$.

Исследование любого прямого цикла двигателя показывает, что круговой процесс в двигателе, в результате которого получается *положительная результирующая работа, возможен лишь в случае*, если на одном участке цикла имеется подвод тепла q_1 и на другом – отвод тепла q_2. При этом количество подведенного тепла должно быть больше, чем отведенного ($q_1 > q_2$).

Без этого условия невозможно осуществить прямой цикл, т.е. цикл с положительной результирующей работой.

Таким образом, второй закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего принципа: невозможен процесс, единственным результатом которого было бы превращение теплоты в работу. (Эта формулировка принадлежит К.А. Путилову.)

Смысл слов "единственным результатом" заключается в том, что нельзя представить себе цикл с положительной результирующей работой, в совершении которого участвовали бы только источник тепла, ТРТ и больше ничего. На рис. 4 представлена схема невозможного превращения тепла в работу.

Как следует из схемы Карно, а также из простых физических соображений, для совершения прямого цикла необходимо вести сжатие при более низких температурах, чтобы обеспечить получение положительной результирующей работы. А для этого необходимо, кроме источника тепла, иметь еще и холодильник, к которому будет отводиться тепло, не преобразованное в работу.

Второй закон термодинамики указывает на то, что процесс, при котором происходит переход тепла в работу, возможен лишь в том случае, если этот переход не является единственным результатом процесса. Должны существовать еще и другие результаты. Так, наряду с охлаждением источника тепла должно происходить изменение термодинамического состояния, по крайней мере, одного, а то и нескольких тел, вовлеченных в этот процесс. Иными словами, переход теплоты в работу возможен лишь в том случае, если этот переход компенсируется изменением термодинамического состояния участвующих в этом процессе тел. Следовательно, второй закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего положения:

некомпенсированный переход теплоты в работу невозможен.

Под компенсацией понимается изменение термодинамического состояния рабочего тела, либо изменение состояния какого-либо другого тела или нескольких тел, вовлеченных в этот процесс. Например, можно превратить теплоту в работу в отдельном незамкнутом процессе, если, нагревая рабочее тело, предоставить ему возможность расширяться и преодолевать сопротивление внешних сил. В этом случае переход тепла в работу компенсируется увеличением объема рабочего тела, т.е. компенсацией здесь является изменение термодинамического состояния рабочего тела.

Возьмем к примеру изотермический процесс расширения (рис. 5). Согласно уравнению первого закона термодинамики все сообщенное тепло в этом процессе пошло на работу расширения: $q = l$, так как при $T = const, \Delta u = 0$. Таким образом, в этом процессе без наличия разности температур имеет место полное превращение внешнего тепла, сообщенного рабочему телу, в работу расширения. Но это оказалось возможным только благодаря соответствующей компенсации, кото-

рая заключается в соответствующем понижении давления и увеличении объема системы.

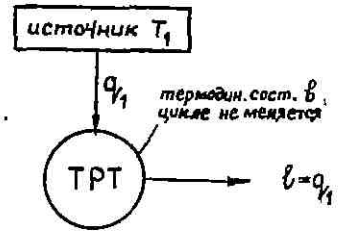


Рис. 4

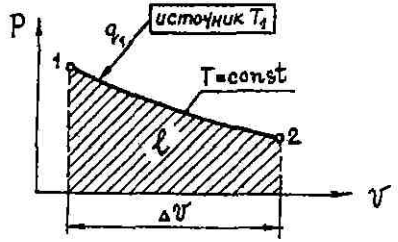


Рис. 5

В любом прямом цикле совершается круговой процесс, в котором ТРТ возвращается в свое начальное состояние, т.е. термодинамическое состояние ТРТ при совершении цикла не изменяется (рис. 6). В этом случае компенсацией является изменение термодинамического состояния другого тела, вовлеченного в этот процесс – холодильника, т.е. компенсацией перехода тепла в работу в любом прямом цикле является наличие разности температур источника тепла и холодильника.

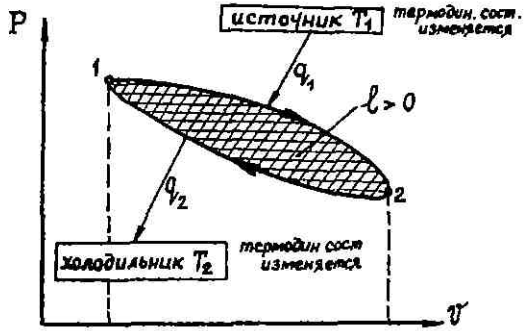


Рис. 6

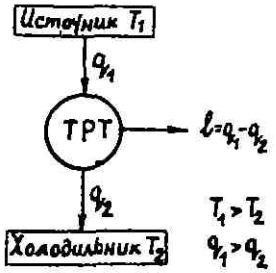


Рис. 7

Таким образом, схема возможного превращения тепла в работу в цикле представлена на рис. 7.

Необходимо отметить, что не следует рассматривать процессы перехода работы в тепло как правило, а процессы превращения тепла в работу как исключение. Природа одинаково склонна как к тем, так и другим превращениям. Когда происходит положительное превращение энергии ($l \to q$), дело может ограничиться изменением термодинамического состояния только одного теплоизлучающегося тела (например, нагрев трением). Когда же происходит отрицательное превращение энергии ($q \to l$), требуется определенная компенсация для этого превращения.

Таким образом, две единственно возможные формы передачи энергии – теплота и работа – являются неравноценными формами проявления и передачи энергии.

Первый закон термодинамики устанавливает, что существуют две эквивалентные друг другу формы проявления энергии – работа и теплота ($q = l$).

Второй закон термодинамики устанавливает, что теплота при своих превращениях обладает специфичностью, заключающейся в необходимости особых условий, компенсирующих переход $q \to l$.

Итак, в прямом цикле теплота может превратиться в механическую работу только при наличии разности температур источника тепла и холодильника. Теплота источника может быть превращена в работу в прямом цикле только в случае, если его температура более высокая, чем температура окружающей среды.

Это основное положение второго закона термодинамики практически осуществляется в любых тепловых двигателях путем сжигания в них соответствующих топлив.

Второй закон термодинамики можно сформулировать и в виде следующего положения: "Теплота, содержащаяся в окружающей нас среде, не может быть превращена в работу теплового двигателя, если температуру всех окружающих нас предметов считать одинаковой" (Томсон).

Двигатель, который производил бы механическую работу исключительно за счет тепла окружающей среды с одинаковой температурой во всех ее точках, получил название вечного двигателя II рода (*Perpetuum mobile* II рода).

Следовательно, из положений второго закона термодинамики вытекает следующий вывод:

Perpetuum mobile II рода не осуществим.

Контрольная карточка 3

Вопрос	Ответ
I. В чем заключается компенсация перехода тепла в работу в любом прямом цикле?	I – в изменении термодинамического состояния рабочего тела;

	2 – в наличии разности температур источника и холодильника; 3 – в изменении термодинамического состояния источника тепла.
2. В чем заключается компенсация перехода тепла в работу в отдельном незамкнутом термодинамическом процессе?	I – в изменении термодинамического состояния рабочего тела; 2 – в наличии разности температур источника и холодильника; 3 – в изменении термодинамического состояния источника тепла и холодильника.
3. *Perpetuum mobile* второго рода это машина, которая ...	I – может работать неограниченное время; 2 – может работать без превращения энергии; 3 – может производить механическую работу за счет тепла окружающей среды с одинаковой температурой во всех ее точках.

§ 3. ПОНЯТИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО (ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО) КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ

Если ТРТ должно совершить положительную результирующую механическую работу в двигателе безостановочного действия, то для этого необходимо осуществить прямой цикл, в котором часть подводимого тепла q_1 надо отдать в холодильник q_2. В любом двигателе невозможно иметь *полное превращение* располагаемой теплоты источника q_1 в механическую работу двигателя l. Из этого положения второго закона вытекает одно из важнейших понятий термодинамики – понятие о термическом коэффициенте полезного действия (z_t) любого прямого цикла, совершающегося в любом из типов тепловых двигателей.

Возьмем произвольный прямой цикл (рис. 8). Вообще в таком цикле подвод и отвод тепла одинаково возможен как на линии расширения, так и на линии сжатия.

Уравнение первого закона термодинамики для всего прямого цикла можно записать в виде

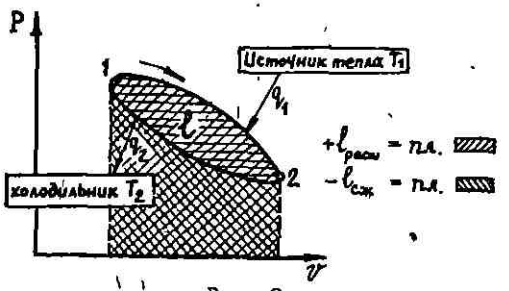


Рис. 8

$$q_1 - q_2 = u_2 - u_1 + l_р - l_{сж} ,$$

где q_1 – тепло, подводимое в цикле; q_2 – тепло, отводимое в цикле; $u_2 - u_1$ – изменение внутренней энергии рабочего тела; $l_р$ – работа расширения; $l_{сж}$ – работа сжатия.

Обозначая результирующую работу цикла через $l = l_р - l_{сж}$, кроме того, поскольку для ТРТ в цикле $\Delta u = 0$, получаем для всего цикла

$$q_1 - q_2 = l ; \qquad (I.2)$$

$$q_1 = l + q_2 . \qquad (I.3)$$

Термическим КПД прямого цикла называется отношение тепла, превращенного в полезную результирующую работу цикла ($l = q_1 - q_2$), ко всему теплу (q_1), затраченному на совершение этого цикла:

$$z_t = \frac{l}{q_1} \qquad (I.4)$$

или

$$z_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} . \qquad (I.5)$$

Из второго закона термодинамики следует, что для осуществления любого прямого цикла необходимо, чтобы подводимое тепло в цикле было больше отводимого ($q_1 > q_2$), следовательно, в любом тепловом двигателе термический КПД показывает, какую долю тепла, подводимого в цикле, можно превратить в полезную механическую работу.

Понятие термического КПД прямого цикла позволило термодинамике решить проблему создания наиболее экономичных тепловых двигателей.

Контрольная карточка 4

Вопрос	Ответ
I. В любом тепловом двигателе ...	I – $\eta_t = 1$, 2 – $\eta_t > 1$; 3 – $\eta_t < 1$.
2. Термический КПД любого прямого цикла равен	I – $\eta_t = \frac{l}{q_1}$; 2 – $\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$; 3 – $\eta_t = \frac{q_1 + q_2}{q_1}$.

§ 4. ЦИКЛ КАРНО

Рассмотрим конкретный прямой обратимый цикл с положительной результирующей работой ($l > 0$), состоящей из двух изотермических и двух адиабатных процессов, называемый циклом Карно (рис. 9). Уже само сочетание процессов, образующих цикл Карно (изотермы и адиабаты), указывает на одну очень характерную особенность этого цикла, а именно, он состоит из таких процессов, в которых имеет место наиболее полное превращение располагаемой энергии в работу. Так, в изотермическом процессе расширения все внешнее тепло, а в адиабатном процессе расширения всё изменение внутренней энергии газа превращаются в работу. Следовательно, эффективность цикла Карно должна быть максимальной.

Термический КПД цикла Карно может быть определен следующим образом.

Для любого прямого цикла имеем (I.4), (I.5):

$$\eta_{t_к} = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} .$$

Определим величины q_1 и q_2 для цикла Карно:

$$q_1 = RT_1 \ln \frac{p_a}{p_b} ;$$

$$q_2 = RT_2 \ln \frac{p_d}{p_c} .$$

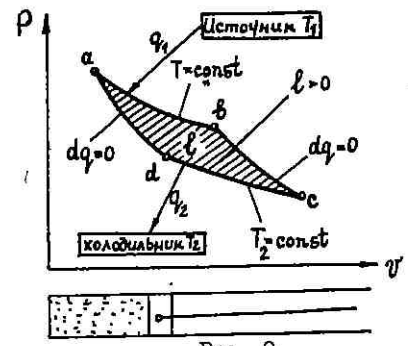


Рис. 9

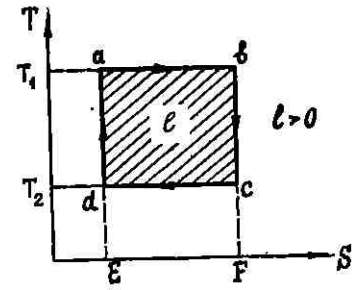


Рис. IO

Следовательно,

$$\eta_{t_к} = \frac{RT_1 \ln \frac{p_a}{p_b} - RT_2 \ln \frac{p_d}{p_c}}{RT_1 \ln \frac{p_a}{p_b}}$$

или

$$\eta_{t_к} = \frac{T_1 \ln \frac{p_a}{p_b} - T_2 \ln \frac{p_d}{p_c}}{T_1 \ln \frac{p_a}{p_b}} .$$

Легко доказать, что для цикла Карно справедливо следующее соотношение:

$$\frac{p_a}{p_b} = \frac{p_d}{p_c} .$$

Действительно, для изотермы a-b имеем

$$p_a v_a = p_b v_b . \qquad (I.6)$$

Для изотермы c-d имеем

$$p_c v_c = p_d v_d . \qquad (I.7)$$

Из уравнения адиабаты b-c имеем

$$v_c = v_b \left(\frac{p_b}{p_c} \right)^{1/k} . \qquad (I.8)$$

Для адиабаты d-a имеем

$$v_d = v_a \left(\frac{p_a}{p_d} \right)^{1/k} . \qquad (I.9)$$

В уравнение (I.7) подставим значения v_c и v_d по уравнениям (I.8), (I.9) и получим

$$p_c v_b \left(\frac{p_b}{p_c}\right)^{1/k} = p_d v_a \left(\frac{p_a}{p_d}\right)^{1/k},$$

учитывая (I.6), будем иметь

$$\frac{p_d}{p_c} = \frac{v_b}{v_a}\left(\frac{p_b}{p_c}\,\frac{p_d}{p_a}\right)^{1/k} = \frac{p_a}{p_b}\left(\frac{p_b}{p_c}\,\frac{p_d}{p_a}\right)^{1/k}$$

или

$$\frac{p_d^{1-\frac{1}{k}}}{p_c^{1-\frac{1}{k}}} = \frac{p_a^{1-\frac{1}{k}}}{p_b^{1-\frac{1}{k}}}, \text{ отсюда } \frac{p_a}{p_b} = \frac{p_d}{p_c}.$$

Следовательно, окончательно получаем следующее выражение для термического КПД цикла Карно:

$$\eta_{t_k} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \qquad (I.10)$$

По TS-диаграмме термический КПД цикла Карно может быть определен по отношению соответствующих отрезков (рис. I0):

$$\eta_{t_k} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{a-d}{a-E}$$

или

$$\eta_{t_k} = 1 - \frac{d-E}{a-E}.$$

Теорема Карно. Термический КПД цикла Карно при любом рабочем теле определяется только предельными температурами процесса (источника и холодильника) и не зависит от природы рабочего тела. Эта теорема сравнительно легко доказывается [I], кроме того, из самого вывода уравнения для термического КПД цикла Карно, при котором сокращается газовая постоянная R, зависящая от рода рабочего тела, видно, что η_{t_k} не зависит от рода рабочего тела.

Из выражения термического КПД цикла Карно следует, что цикл Карно подчиняется всем положениям второго закона термодинамики относительно прямых циклов. Действительно, из уравнения для термического КПД цикла Карно (I.10) следует:

I. В цикле Карно, как и в любом прямом цикле, есть подвод и отвод тепла. Причем подведенное тепло q_1 больше тепла q_2, отведенного в холодильник, т.е. $q_1 > q_2$, $T_1 > T_2$.

2. При отсутствии разности температур источника и холодильника ($T_1 = T_2$) термический КПД цикла Карно равен нулю. Это указывает на невозможность превращения тепла в работу в прямом цикле при отсутствии разности температур.

3. Термический КПД цикла Карно может быть равен единице только при условии, если $T_2 = 0$ или $T_1 = \infty$. Однако оба эти условия в действительности не выполнимы. Таким образом, в цикле Карно невозможно достичь полного превращения тепла источника в полезную работу, следовательно, и для цикла Карно термический КПД всегда меньше единицы $\eta_{t_k} < 1$.

Установив принцип недостижимости термического КПД любого прямого цикла единицы, приходим к заключению о том, что различные типы прямых циклов, составленных из различных термодинамических процессов, должны иметь и различные величины термического КПД. При этом совершенно естественно стремление к созданию такого цикла, который обладал бы наибольшим значением термического КПД.

Таким наивыгоднейшим циклом при работе между двумя заданными температурными условиями (т.е. при фиксированных температурах источника T_1 и холодильника T_2) и является рассмотренный цикл Карно. Докажем это.

Пусть дан произвольный прямой обратимый цикл A-B-C-D. Опишем вокруг него прямой обратимый цикл Карно a-b-c-d. Изобразим циклы в TS-диаграмме (рис. II).

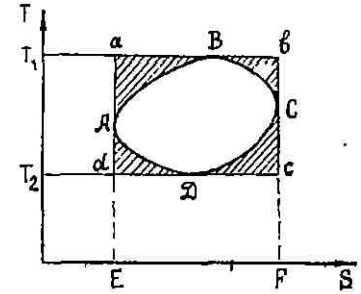


Рис. II

В точке B касания верхней изотермы ($T_1 = const$) к контуру произвольного цикла A-B-C-D будет наивысшая температура цикла T_1, а в точке D, где касается наинизшая изотерма c-d ($T_2 = const$), будет наименьшая температура T_2.

Следовательно, и цикл Карно a-b-c-d, и взятый произвольный обратимый цикл совершаются в одном и том же интервале температур ($T_1 - T_2$).

Докажем, что термический КПД цикла Карно будет больше термического КПД любого произвольного цикла в данном интервале температур. Для этого рассмотрим совместное расположение обоих циклов в *TS*-диаграмме.

Для цикла Карно имеем

$$\eta_{t_к} = 1 - \frac{q_2}{q_1} ,$$

здесь q_1 = пл. E-a-b-F ; q_2 = пл. E-d-c-F , отсюда

$$\eta_{t_к} = 1 - \frac{\text{пл. } E\text{-}d\text{-}c\text{-}F}{\text{пл. } E\text{-}a\text{-}b\text{-}F} .$$

Для произвольного обратимого цикла A-B-C-D имеем

$$\eta_{t_{A\text{-}B\text{-}C\text{-}D}} = 1 - \frac{q_2}{q_1} ,$$

здесь q_1 = пл. E-A-B-C-F ; q_2 = пл. E-A-D-C-F .
Отсюда

$$\eta_{t_{A\text{-}B\text{-}C\text{-}D}} = 1 - \frac{\text{пл. } E\text{-}A\text{-}D\text{-}C\text{-}F}{\text{пл. } E\text{-}A\text{-}B\text{-}C\text{-}F} .$$

Но из совместного расположения циклов в *TS*-диаграмме видно, что пл. E-A-D-C-F > пл. E-d-c-F ;
пл E-A-B-C-F < пл. E-a-b-F , т.е.

$$(q_1)_{A\text{-}B\text{-}C\text{-}D} < (q_1)_к ; \quad (q_2)_{A\text{-}B\text{-}C\text{-}D} > (q_2)_к .$$

Следовательно, в этом цикле A-B-C-D от источника подводится тепла q_1 меньше, а в холодильник отдается тепла q_2 больше, чем в цикле Карно. Следовательно,

$$\eta_{t_к} > \eta_{t_{A\text{-}B\text{-}C\text{-}D}} .$$

Итак, при работе двигателей между двумя заданными температурными уровнями наибольшим термическим КПД будет обладать двигатель, работающий по идеальному циклу Карно.

Следовательно, цикл Карно дает возможность подсчитать тот максимальный экономический эффект, который вообще может быть достигнут в тепловом двигателе при заданных температурных условиях (заданных T_1 и T_2).

Особенности цикла Карно

I. Цикл Карно это идеальный цикл, состоящий из обратимых термодинамических процессов, неосуществимых на практике. Следовательно, *цикл Карно практически неосуществим.*

2. Если бы даже цикл Карно можно было бы осуществить на практике, то вследствие его специфики он развивал бы столь малую полезную результирующую работу, что ее не хватило бы для преодоления собственного трения в механизме двигателя.

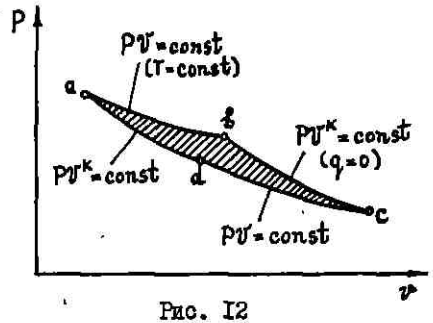


Рис. I2

Это объясняется тем, что наклон линий изотермического и адиабатного процессов в pv-диаграмме мало отличаются, поэтому результирующая работа цикла Карно получается весьма малой (рис. I2).

Обратный цикл Карно

Совершим цикл Карно с I кг идеального газа в обратном направлении. *Осуществим сначала адиабатное расширение газа по процессу* a-d, в результате чего температура газа понизится от T_1 до T_2, затем произведем изотермическое расширение газа d-c при $T_2 = const$ и т.д. (рис. I3).

В результате совершения обратного цикла Карно происходит переход тепла от холодного тела с температурой T_2 к горячему телу с температурой T_1. Это удается осуществить только благодаря затрате работы (результирующая работа обратного цикла отрицательна).

Изложенное позволяет сформулировать второй закон термодинамики в следующем виде: переход теплоты от источника с низшей температурой к источнику с высшей температурой невозможен без затраты механической работы. Это и позволило Клаузиусу сформулировать второй закон термодинамики в виде следующего положения:

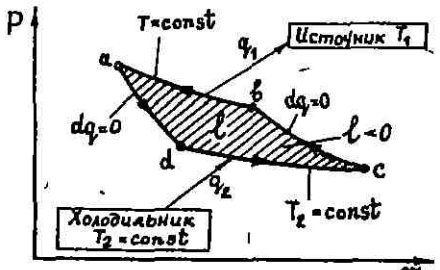
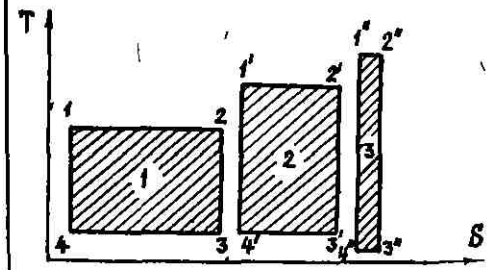


Рис. I3

"Теплота сама собой никогда не переходит (без компенсации) с более холодного тела на менее горячее, тогда как обратный переход протекает самопроизвольно".

Контрольная карточка 5

Вопрос	Ответ
I. Термический КПД цикла Карно ...	I – $\eta_{t_к} > 1$; 2 – $\eta_{t_к} < 1$; 3 – $\eta_{t_к} = 1$.
2. Какой из представленных циклов имеет наибольший КПД?	
3. Укажите правильное соотношение термических КПД цикла Карно ($\eta_{t_к}$) и любого другого цикла (η_t) совершающихся в одном и том же интервале температур.	I – $\eta_{t_к} > \eta_t$; 2 – $\eta_{t_к} < \eta_t$; 3 – $\eta_{t_к} = \eta_t$

§ 5. АБСОЛЮТНАЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА

Эмпирическая температура t определяется по изменению какого-либо параметра того или иного термометрического вещества – ртути, спирта и т.д. При этом оказывается, что термометры с различными термометрическими телами, кроме основных реперных точек 0 и 100^0, будут показывать во всех других условиях разную температуру, что является существенным недостатком эмпирической температуры.

Второй закон термодинамики дает возможность установить абсолютную термодинамическую шкалу независимо от термометрического вещества (ртути, спирта, идеального газа и пр.).

Построение абсолютной термодинамической шкалы температур основывается на свойствах цикла Карно, позволяющих определять температуру по теплотам, которые участвуют в цикле Карно.

Воспользуемся тем, что термический КПД двигателя, работающего по обратимому циклу Карно зависит только от температуры источника T_1 и холодильника T_2.

Тогда

$$\eta_{t_к} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} .$$

Отсюда имеем

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{q_2}{q_1} . \qquad (I.II)$$

Это уравнение и дает термодинамическое определение абсолютной температуры: отношение абсолютных температур двух тел равно отношению тех количеств тепла, которое одно из тел отдает, а другое получает, если их использовать в качестве источника тепла и холодильника для какого-либо идеального двигателя, работающего по обратимому циклу Карно. Подобное термодинамическое определение абсолютной шкалы температур впервые дал Кельвин. Это соотношение справедливо для всех тел природы и для всех обратимых процессов.

Абсолютную термодинамическую шкалу температур можно получить не прибегая вовсе к каким-либо термометрическим веществам (ртуть, спирт, идеальный газ).

Так, для нахождения положения точки таяния льда в термодина-

мической шкале температур мы можем выполнить с помощью любого тела обратимый цикл Карно, применив тающий лед под давлением в одну физическую атмосферу, в качестве холодильника, а кипящую воду при том же давлении – в качестве источника тепла (рис. I4). Температуру источника обозначим через T_1, температуру холодильника – T_2.

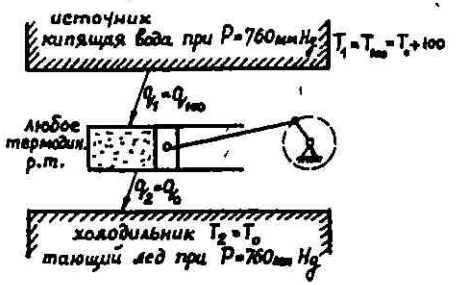


Рис. I4

Для получения стоградусной международной шкалы разобьем весь интервал температур между источником и холодильником на сто частей.

Если $T_2 = T_0$, тогда $T_1 = T_{100} = T_0 + 100$.

Согласно (I.II) можем записать

$$\frac{q_{100}}{q_0} = \frac{T_{100}}{T_0} = \frac{T_0 + 100}{T_0} .$$

Отсюда получаем

$$T_0 = \frac{100}{\frac{q_{100}}{q_0} - 1} . \qquad (I.I2)$$

Таким образом, определение T_0 может быть произведено чисто калориметрическим путем, т.е. измерением (любым способом) отношения q_{100}/q_0.

Если бы этот эксперимент был поставлен, то мы получили бы, что

$$\frac{1}{\frac{q_{100}}{q_0} - 1} = 2,7315 . \qquad (I.I3)$$

Тогда $T_0 = 273,I5$ К.

Для измерения любой другой температуры, отличающейся от температуры кипящей воды, можно было бы выполнить обратимый цикл Карно между этим произвольным температурным уровнем T_1 (с теплотой $q_1 = q$) и точкой таяния льда T_0 ($q_2 = q_0$).

Согласно (I.II) имеем

$$\frac{T}{T_0} = \frac{q}{q_0} .$$

Отсюда

$$T = T_0 \frac{q}{q_0} = 273,15 \frac{q}{q_0} . \qquad (I.I4)$$

Эмпирическая температура, отсчитываемая от точки таяния льда, будет $t = T - 273,I5$. Подставим значение T по уравнению (I.I4):

$$t = 273,15 \frac{q}{q_0} - 273,15 ,$$

отсюда

$$t = 273,15 \left(\frac{q}{q_0} - 1 \right) . \qquad (I.I5)$$

Итак, с помощью второго закона термодинамики оказывается возможным создать абсолютную термодинамическую шкалу температур, не связанную с определенным представлением о конкретном термодинамическом веществе. Эта шкала является абсолютной по существу, так как она основана на физических свойствах, общих для всех известных нам видов материи, для которых имеет вообще смысл понятия температуры. Наименьшая предельная температура по абсолютной шкале определяется из условия того, что максимальное значение термического КПД цикла Карно равно единице.

Действительно, по определению имеем

$$\eta_{t_к} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} .$$

Если принять $T_2 = 0$, то $\eta_{t_к} = I$. Более низкая температура, чем абсолютный ноль $T_2 < 0$, существовать не может, так как термический КПД цикла Карно, у которого нижняя изотерма соответствовала бы температуре $(-T_2')$, был бы больше единицы

$$\eta_{t_к} = \frac{T_1 - (-T_2')}{T_1} > 1 ,$$

что противоречило бы основным законам термодинамики и нарушало бы закон сохранения энергии.

Поэтому наименьшая предельная температура $T_2 = 0$, при которой термический КПД цикла Карно равен единице, принимается за начальную точку термодинамической шкалы абсолютных температур.

Абсолютный ноль температур: T = 0 К = – 273,I5°С.

Контрольная карточка 6

Вопрос	Ответ
I. Абсолютная термодинамическая температура может быть определена ...	I – 273,I5 q/q_0 ; 2 – 273,I5 $(\frac{q}{q_0}-1)$; 3 – $T_0\frac{q}{q_0}$.
2. Эмпирическая температура может быть определена ...	I – 273,I5; 2 – 273,I5 $(\frac{q}{q_0}-1)$; 3 – 273,I5 q/q_0 .

Г л а в а II. ЭНТРОПИЯ

§ 6. ЭНТРОПИЯ И ЕЕ ИЗМЕНЕНИЕ В ОБРАТИМЫХ ЦИКЛАХ

При исследовании условий превращения тепла в работу Клаузиусом была создана математическая обработка основных положений второго закона термодинамики путем введения в термодинамику специальной математической функции, названной им энтропией.

Энтропия помогла вскрыть специфичность теплоты при превращении ее в работу и позволила представить второй закон термодинамики как глубокий физический закон, указывающий на направление всех естественных процессов. Представление о математическом выражении для энтропии можно получить на примере цикла Карно. В общем случае для любого обратимого цикла Карно с любым рабочим телом справедливо следующее соотношение параметров:

$$\eta_t = 1-\frac{q_2}{q_1}=1-\frac{T_2}{T_1};\ \frac{q_2}{q_1}=\frac{T_2}{T_1};\ \frac{q_1}{T_1}=\frac{q_2}{T_2},\ \frac{q_1}{T_1}-\frac{q_2}{T_2}=0.$$

До сих пор мы обращались с величинами q_1 и q_2, как с абсолютными величинами, и различия между подводимым и отводимым теплом не делали. Теперь условимся считать подводимое тепло положительным $(+q_1)$, а отводимое – отрицательным $(-q_2)$. Тогда с учетом соответственного знака у q_2 получим

$$\frac{q_1}{T_1}+\frac{q_2}{T_2}=0 \qquad (2.1)$$

или

$$\Sigma\frac{q}{T}=0. \qquad (2.2)$$

Отношение q/T называется приведенной теплотой. Тогда согласно (2.2) получим, что алгебраическая сумма приведенных теплот в цикле Карно равна нулю. Легко показать, что подобное выражение будет справедливым и для любого обратимого цикла.

Возьмем любой произвольный обратимый цикл и изобразим его в pv-координатах (рис. I5). Условно будем полагать, что точки I и 2 являются крайними точками, в которых подвод тепла меняется на отвод тепла от рабочего тела.

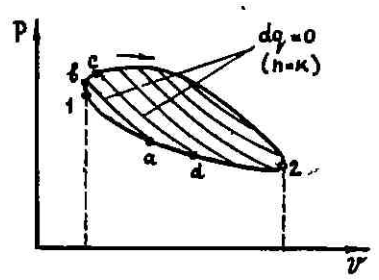


Рис. I5

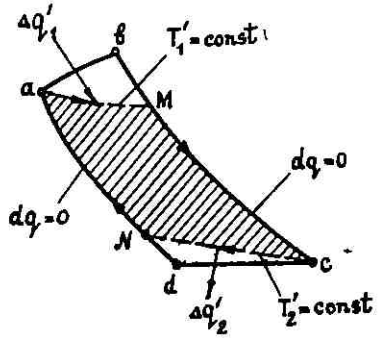


Рис. I6

Рассечем рассматриваемый цикл бесконечно близкими адиабатами на ряд элементарных циклов. Рассмотрим один из элементарных циклов (рис. I6). С точностью до бесконечно малых величин заменим участок цикла a-b изотермическим расширением $(T_1'=const)$, а участок c-d изотермическим сжатием $(T_2'=const)$, (т.е. с точностью до бесконечно малых величин заменим взятый элементарный цикл элементарным циклом Карно).

Для полученного элементарного цикла Карно согласно (2.2) будет справедливо уравнение

$$\frac{\Delta q_1'}{T_1'}+\frac{\Delta q_2'}{T_2'}=0.$$

Совершенно аналогично для второго элементарного цикла можем написать $\frac{\Delta q_1''}{T_1''}+\frac{\Delta q_2''}{T_2''}=0$ и т.д.