

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»

С.Д. ФЕДОРОВИЧ, П.П. ЩЕРБАКОВ

ТЕРМОДИНАМИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА В ИНЖЕНЕРНЫХ КЛАССАХ

Методическое пособие для повышения квалификации учителей

Москва
НИУ «МЭИ»
2016

УДК 53.02

*Подготовлено на кафедре Общей физики и ядерного синтеза
Утверждено Учебной частью «НИУ «МЭИ» в качестве пособия для учителей
инженерных классов*

«Термодинамика и молекулярная физика в инженерных классах».

Методическое пособие для учителей школ и лицеев / С.Д. Федорович, П.П. Щербаков. – НИУ «МЭИ», 2016. – 68 с.

Предлагаемое пособие по термодинамике и молекулярной физике являются теоретической основой лабораторных работ с удаленным доступом на установках кафедры ОФияС «НИУ "МЭИ"». В пособии представлены основные понятия термодинамики и молекулярно-кинетической теории. Особое внимание уделено термодинамическому определению понятия температуры тела на основе «нулевого» закона термодинамики. Рассмотрены принципы построения температурной шкалы, методы и приборы для измерения температуры, причины невозможности достижения абсолютного нуля температуры, технической реализации термодинамического цикла Карно. Пособие позволит учителям средних образовательных школ и лицеев познакомиться с методическими погрешностями экспериментальной проверки первого начала термодинамики, соотношения Майера, закона Джоуля.

Навыки проведения дистанционного эксперимента и обработки экспериментальных данных могут быть полезны для дальнейшего углубленного изучения курса общей физики в школе.

Методическое пособие предназначено для учителей инженерных классов.

© Национальный
исследовательский
университет «МЭИ», 2016

Содержание.....	4
1. МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ЯВЛЕНИЙ	5
1.1. Основные положения МКТ.....	5
1.2. Внутренняя энергия с точки зрения молекулярно-кинетической теории.....	6
2. ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ	
2.1. Введение. Роль закона Джоуля в термодинамике.....	7
2.2. Первый закон термодинамики.....	9
2.3. Температура. Принцип измерения температуры. Нулевой закон термодинамики.....	13
2.4. Второе начало термодинамики. Теорема Карно.....	14
2.5. Абсолютный нуль температуры.....	15
2.6. Третий закон термодинамики.....	16
3. ГАЗОВЫЙ ТЕРМОМЕТР. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ШКАЛЫ	
3.1. Термометры. Шкала температур Цельсия.....	17
3.2. Закон Шарля. Газовый термометр постоянного объема.....	20
3.3. Абсолютная шкала температур Кельвина.....	22
3.4. Термодинамическая температурная шкала.....	24
3.5. Международная практическая шкала температур.....	26
4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ	
4.1. Равновесное и стационарное состояния термодинамической системы.....	28
4.2. Термодинамический процесс. Изопроцессы. Уравнение состояния идеального газа как результат обобщения экспериментальных данных изопроцессам.....	30
4.3. Объединенный газовый закон и уравнение Менделеева-Клапейрона.....	33
4.4. Первое начало термодинамики для изопроцессов и адиабаты. опыты по определению C_p и C_p/C_v как косвенное подтверждение первого закона термодинамики.....	34
4.5. Политропические процессы.....	38
4.6. Обратимые и необратимые процессы.....	39
5. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА.....	41
6. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ.....	50
7. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА.....	57
7.1. Теплопроводность. Закон Фурье.....	57
7.2. Теплопроводность газов.....	59
7.3. Теплопроводность твердых тел.....	60
7.4. Теплопроводность жидкостей.....	62
7.5. Теплопроводность через плоский слой вещества.....	63
8. КОНВЕКЦИЯ.....	65
9. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.....	66
Литература.....	67

Теория производит тем большее впечатление, чем проще её предпосылки, чем разнообразнее предметы, которые она связывает, и чем шире область её применения. Отсюда глубокое впечатление, которое произвела на меня классическая термодинамика. Это единственная физическая теория общего содержания, относительно которой я убеждён, что в рамках применимости её основных понятий она никогда не будет опровергнута. (К особому сведению принципиальных скептиков).

А. Эйнштейн.

Если бы в результате какой-то мировой катастрофы все накопленные научные знания оказались бы уничтоженными и грядущим поколениям живых существ перешла бы только одна фраза, то какое утверждение, составленное из наименьшего количества слов, принесло бы наибольшую информацию? Я считаю, что это – атомная гипотеза (можете называть ее не гипотезой, а фактом, но это ничего не меняет).

Р. Фейнман

Все, что происходит и наблюдается в макромире взаимосвязано с состоянием частиц микромира. Исторически сложились два различных подхода к изучению свойств макроскопических систем (систем, состоящих из большого числа частиц) – молекулярно-кинетический и термодинамический. Молекулярно-кинетическая теория (МКТ) устанавливает связь между экспериментально измеряемыми макроскопическими параметрами, характеризующими систему в целом (например, давление, объём, температура) и микроскопическими параметрами системы (массы и заряды составляющих систему частиц, их импульсы и т.д.). Термодинамический подход опирается не на атомно-молекулярную структуру тела, а на общие законы (например, закон сохранения энергии), не зависящие от конкретной структуры тела или системы тел. Основные понятия термодинамики вводятся на основе эксперимента, и поэтому она использует только макроскопические параметры.

Наиболее полные представления о тепловых свойствах макроскопических систем даёт совместное использование термодинамики и молекулярно-кинетической теории (МКТ).

МКТ связывает протекание тепловых явлений и процессов с особенностями внутреннего строения вещества и изучает причины, которые обуславливаются тепловым движением молекул вещества.

1. МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ЯВЛЕНИЙ

1.1. Основные положения МКТ:

- Все тела состоят из большого числа частиц (молекул, атомов или ионов).
- Частицы вещества непрерывно и хаотически движутся.
- Частицы вещества взаимодействуют друг с другом: притягиваются на небольших расстояниях (сравнимых с размером частиц) и отталкиваются, когда эти расстояния уменьшаются.

Наиболее простой для изучения тепловых явлений теоретической моделью газообразного состояния вещества является идеальный газ.

Идеальный газ состоит из молекул, которые сталкиваются между собой упруго, но не взаимодействуют между столкновениями (молекулы представляются упругими частицами, суммарный объём которых много меньше объёма занимаемого газом).

Идеальный газ – это газ, который удовлетворяет следующим требованиям:

- 1) объёмом всех молекул газа можно пренебречь по сравнению с объёмом сосуда, в котором газ находится;
- 2) силами взаимодействия между молекулами вне моментов столкновения можно пренебречь;
- 3) при столкновении молекулы кратковременно взаимодействуют друг с другом и со стенками сосуда по законам абсолютно упругого удара. Соударения молекул такого газа происходят как соударения упругих шаров.
- 4) от столкновения до столкновения молекулы движутся равномерно и прямолинейно.

Реальные газы хорошо описываются моделью идеального газа, когда средняя кинетическая энергия частиц много больше потенциальной энергии их взаимодействия. Так бывает, когда газ достаточно нагрет и разрежен. Воздух при нормальных физических условиях можно считать идеальным газом.

Основным уравнением МКТ идеального газа называется уравнение, связывающее макроскопический параметр состояния газа – его давление с микроскопическими параметрами газа – массой молекулы, концентрацией молекул и их средней квадратичной скоростью: давление пропорционально массе молекулы, их концентрации и квадрату средней квадратичной скорости теплового движения:

$$p = \frac{1}{3} n m v_{\text{KB}}^2 \quad (1.1)$$

Рассмотрим такие тепловые явления, при которых можно пренебречь внутренней структурой молекул, движением атомов внутри молекул, внутриатомными и внутриядерными процессами. Рассмотрим обширную группу тепловых явлений, при которых молекулы можно рассматривать как неизменные частицы.

Что происходит в микромире, когда давление газа увеличивается при постоянном объеме? С точки зрения МКТ возможны две причины увеличения давления:

1. Увеличение числа ударов молекул на единицу площади стенки в секунду.
2. Увеличение импульса (количества) движения молекулы.

Обе причины требуют увеличения средней скорости движения молекул. Опыты по определению скоростей газовых молекул (опыты Штерна) подтверждают этот вывод. В частности, из МКТ идеального газа следует основное уравнение МКТ (1.1).

Вместе с тем из многочисленных опытов с идеальным газом было получено уравнение состояния идеального газа, связывающего параметры состояния (p, V, T):

$$pV = \frac{m}{M} RT \quad (1.2)$$

Учитывая, что $\frac{m}{M} = \frac{N}{N_A}$; $\frac{R}{N_A} = k$; $\frac{N}{V} = n$, после деления левой и правой части уравнения (1.2) на объем V получим:

$$p = nkT \quad (1.3)$$

Уравнения (1.1) и (1.3) позволяют установить физический смысл абсолютной температуры как макропараметра системы пропорционального средней кинетической энергии теплового (хаотического) движения молекул газа:

$$\frac{m v_{\text{KB}}^2}{2} = \frac{3}{2} kT \quad (1.4)$$

1.2. Внутренняя энергия с точки зрения молекулярно-кинетической теории

Будем рассматривать термодинамические системы, которые макроскопически неподвижны и не находятся во внешних полях (золированная система). Для таких систем полная и внутренняя энергия совпадают. Так, например, при определении внутренней энергии некоторой

массы газа не должны учитываться энергия движения газа вместе с сосудом и энергия, обусловленная нахождением газа в поле сил земного тяготения. Следовательно, в понятие внутренней энергии включается кинетическая энергия хаотического движения молекул, потенциальная энергия взаимодействия между молекулами.

В термодинамике под внутренней энергией тела понимают кинетическую энергию теплового (хаотического) поступательного, вращательного и колебательного движения молекул и потенциальную энергию взаимодействия молекул между собой.

В дальнейшем мы будем рассматривать идеальный газ, в котором внутренняя энергия является суммарной энергии хаотического (теплового) движения атомов газа.

Внутренняя энергия идеального одноатомного газа прямо пропорциональна его абсолютной температуре:

$$U = \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT = \frac{3}{2} \nu RT.$$

Для газов, состоящих из более сложных молекул, также $U \sim T$, но коэффициент пропорциональности другой. Это объясняется тем, что такие молекулы не только движутся поступательно, но и вращаются.

Внутренняя энергия является однозначной *функцией состояния* термодинамической системы. Это означает, что значение внутренней энергии в каком-либо произвольно выбранном состоянии не зависит от того, каким образом система пришла в это состояние. Иначе говоря, изменение внутренней энергии ΔU_{12} при переходе системы из состояния 1 в состояние 2 не зависит от вида процесса перехода. В частности, если в результате какого-либо процесса система возвращается в исходное состояние, то полное изменение внутренней энергии равно нулю.

2. ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

2.1. Введение. Роль закона Джоуля в термодинамике

Перечислим основные законы (постулаты) термодинамики. Первым основным постулатом термодинамики является закон сохранения и превращения энергии (первое начало термодинамики); вторым считается постулат Кельвина (или Клаузиуса) о вечном двигателе второго рода; третий постулат - закон Нернста (недостижимость абсолютного нуля температуры). В основе термодинамического определения понятия «температура» используется «нулевой» закон термодинамики.

Рядом со вторым постулатом, обычно ставят формулу коэффициента полезного действия цикла Карно (2.1), иногда объединяя её со вторым началом термодинамики.

$$\eta_k = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (2.1)$$

где: T_1 - температура подвода тепла (по шкале Кельвина);

T_2 - температура отвода тепла,

Выводится соотношение (2.2):

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad (2.2)$$

Из (2.2) следует, что если какая-нибудь обратимая машина поглощает тепло Q_1 при температуре T_1 , а выделяет тепло Q_2 при температуре T_2 , то отношение Q_1 к T_1 равно отношению Q_2 к T_2 . Это справедливо для любой обратимой машины. Соотношение (2.2), Ричард Фейнман назвал «центром термодинамической науки».

Выводится также соотношение именуемое формулой Майера:

$$C_p = C_v + R, \quad (2.3)$$

где: C_p - теплоёмкость газа при постоянном давлении; C_v - теплоёмкость при постоянном объёме; R - газовая постоянная. Это, последнее, соотношение используется при расчёте теплоёмкости и внутренней энергии реальных газов.

При выводе всех этих важнейших соотношений (2.1), (2.2) и (2,3) используется закон Джоуля, согласно которому внутренняя энергия определенной массы идеального газа не зависит от его объёма, а зависит только от температуры. Закон Джоуля следует из представлений МКТ об идеальном газе: взаимодействие между молекулами отсутствует (потенциальная энергия взаимодействия равна нулю), поэтому изменение расстояний между ними (изменение объёма) не изменяет внутренней энергии.

Учитывая особую роль закона Джоуля в термодинамике, рассмотрим подробнее опыт Джоуля по расширению воздуха в пустоту. В 1843 г. Джоуль повторил опыт Гей-Люссака, который в 1807 г. исследовал, изменяется ли температура газа при адиабатном расширении в пустоту. Основной целью повторения опыта была проверка наличия взаимного притяжения молекул газа (наличия потенциальной энергии взаимодействия молекул по современной терминологии). Схема опыта Джоуля представлена на рис. 1.

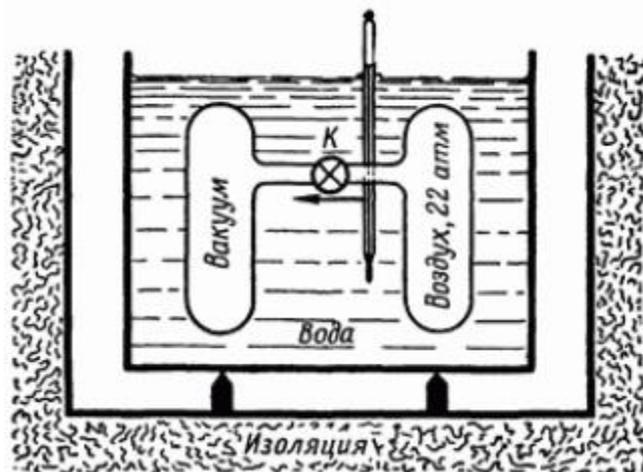


Рис.1.1. Схема опыта Джоуля по расширению газа в пустоту

Правый сосуд объемом 2,5 л был наполнен воздухом под давлением 22 атм. Из левого сосуда воздух был откачан. Весь прибор в целом был помещен в водяной калориметр. При открытии крана *K* воздух расширялся и заполнял весь объем системы. В результате опытов Джоуль сделал вывод, что температура калориметра осталась неизменной, а следовательно, не изменилась температура газа. Таким образом, также как и Гей-Люссак Джоуль не нашел какого-либо температурного эффекта. Однако последующие расчеты погрешности измерений Джоуля показали, что точность его измерений была недостаточна для того, чтобы обнаружить небольшое изменение температуры при расширении газа. Основную методическую проблему представляет малая теплоемкость газа по сравнению с теплоемкостью калориметра.

Тем не менее, предложенный Джоулем результат опытов по расширению воздуха в пустоту был положен в основу термодинамического обоснования утверждения о том, **что внутренняя энергия идеального газа не зависит от его объема и определяется только температурой.**

В результате расширения газа расстояние между молекулами возрастает. Если молекулы газа притягиваются друг к другу, то потенциальная энергия, соответствующая этим силам притяжения, увеличится. Если полная энергия газа остается неизменной, то потенциальная энергия взаимодействия может увеличиться только за счет кинетической энергии теплового движения молекул газа. Следовательно, температура газа и калориметра должна понизиться. **Температура должна остаться неизменной только для идеального газа.**

2.2. Первый закон термодинамики

Энергия системы тел может переходить из одной формы в другую форму. Такие преобразования постоянно происходят в природе и технике.

Внутреннюю энергию тела можно изменить двумя способами:

- Совершая работу.

- Подводя или отводя тепло.

Первый способ. Дж. Джоуль доказал существование количественного соотношения между совершенной механической работой, приводящей к выделению тепла и изменением внутренней энергии тела с помощью устройства, показанного на рис. 2.1. В этом устройстве опускающиеся и поднимающиеся грузы 1 вращали вал 2 с лопастями в заполненном водой калориметре 3, в результате чего вода нагревалась. Калориметр (от лат. *calor* – тепло и *metor* – измерять) – прибор для измерения количества теплоты, выделяющейся или поглощающейся в каком-либо физическом, химическом или биологическом процессе. Термин «калориметр» был предложен А. Лавуазье и П. Лапласом.

Точные измерения позволили Джоулю определить, что одна калория теплоты эквивалентна 4,186 Дж механической работы.

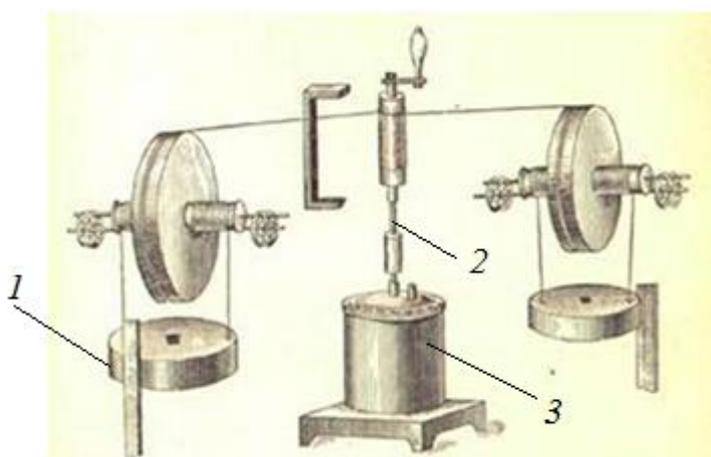


Рис. 2.1. Прибор Джоуля для измерения механического эквивалента теплоты.

1 – груз; 2 – вал; 3 – калориметр с вращающимися в воде лопастями

Стенки калориметра в опытах Джоуля с хорошим приближением являются теплоизолирующей (адиабатической) оболочкой, в которой заключена вода или другая жидкость. Состояние жидкости в калориметре, если она находится в покое, определяется двумя параметрами, например, давлением и температурой. Давление в опытах Джоуля оставалось постоянным. Единственным переменным параметром, полностью определяющим состояние покоящейся жидкости, была температура. Состояние жидкости в калориметре можно менять различными способами. Можно применять мешалки и перегородки в калориметре различной формы, изготавливать их из различных материалов, менять их число и расположение, можно как угодно варьировать устройство калориметра. Можно вращать мешалку быстро или медленно, равномерно или неравномерно. Жидкость в промежуточных состояниях может совершать спокойное ламинарное движение, или ее движение может быть бурным и турбулентным. Все это отражается на ходе и скорости процесса. Но опыты Джоуля доказали, что механическая работа, которую необходимо затратить для перевода системы из одного строго фиксированного состояния в другое также строго

фиксированное состояние, не зависит от способа перевода системы из начального состояния в конечное. К этому выводу, прежде всего и сводятся результаты опытов Джоуля. Другой результат опытов Джоуля состоит в установлении численного значения механического эквивалента тепла.

Опыты Джоуля дают подтверждение закона сохранения энергии: при всех движениях сумма кинетической, потенциальной и внутренней энергий всех участвующих тел не изменяется. Внутренняя энергия тела может изменяться за счет совершения над ним работы A' . Совершение работы сопровождается перемещением внешних тел, действующих на рассматриваемое тело (воду в калориметре).

В прежние времена, когда природа теплоты еще не была понята, теплоту измеряли в особых единицах – калориях, за которую принималось количество теплоты, необходимой для нагревания одного грамма воды на один градус Цельсия.

В статье “Замечания о силах неживой природы”, появившейся в мае 1842 года в журнале “Анналы химии и фармакологии”, врач Юлиус Роберт Майер (1814-1878) приводит вычисление механического эквивалента теплоты (что для нас означает перевод джоулей в калории, хотя во времена Майера были другие единицы измерения работы). Хотя Майер получил заниженное численное значение коэффициента перевода, поскольку в его распоряжении не оказалось правильных экспериментальных данных, однако ход его рассуждений был принципиально верным. Поэтому, следуя идее Майера и опираясь на более точное знание разности удельных (в расчете на единицу массы) теплоемкостей воздуха при постоянном давлении и постоянном объеме ($C_p - C_v$), проделаем следующий *мысленный эксперимент*: При нагревании на один градус Кельвина одного кубического метра воздуха при постоянном давлении в нормальных условиях ($P = 10^5$ Па и $T = 273$ К) согласно закону Гей-Люссака его объем увеличится на $1/273$ часть, то есть $\Delta V = 1/273$ м³. Плотность воздуха при нормальных условиях $\rho = 1,29$ кг/м³. Разность удельных теплоемкостей ($C_p - C_v$) = 68 калорий/кг·К согласно современным данным.

Уже во времена Майера было понятно, что превышение теплоемкости при постоянном давлении над теплоемкостью при постоянном объеме связано с работой газа по увеличению объема в условиях противодействия внешнего давления расширению газа. Следовательно, должно выполняться соотношение

$$\rho V(C_p - C_v) \cdot \Delta T = P \cdot \Delta V,$$

так как избыточное потребление теплоты (по сравнению с изохорным процессом) идет на совершение работы.

В нашем случае это равенство дает численное соотношение

$$1,29 \cdot 1,68 \cdot 1 \text{ (калории)} = 10^5 \cdot 1/273 \text{ (Дж)},$$

из которого сразу следует, что 1 калория = 4,19 Дж, или 1 Дж = 0,24 калории, что и представляет собой *механический эквивалент теплоты и термический эквивалент работы*.

Итак, когда затрачивается теплота и совершается работа (и, соответственно, когда затрачивается работа и обнаруживается теплота), то эти величины друг другу пропорциональны. Именно в этом состоит *принцип эквивалентности теплоты и работы*. Механический эквивалент теплоты – это такая работа, совершение которой позволяет изменить внутреннюю энергию тела на столько же, на сколько ее изменяет передача этому телу количества теплоты 1 ккал.

В термодинамике понятие механической работы приобретает несколько иной смысл, чем в механике. Работа, совершаемая над системой, равна энергии, передаваемой термодинамической системе при силовом взаимодействии на неё.

Необходимо учитывать, что в соответствии с третьим законом Ньютона работа, совершаемая внешними силами над системой, численно равна и противоположна по знаку работе, совершаемой самой системой над внешней средой, т.е. против внешних сил ($A = -A'$).

Второй способ. Изменение внутренней энергии может происходить и без совершения работы. Например, при остывании неподвижного нагретого тела в окружающем воздухе никакой работы не совершается. При этом окружающие тела: воздух, стены комнаты, – нагреваются т.е. увеличивают свою внутреннюю энергию. В этих случаях принято говорить, что происходит передача теплоты: нагретое тело отдает некоторое количество теплоты Q , а окружающие тела получают такое же количество теплоты ($\Delta U = Q$).

Количеством теплоты (теплотой) называется энергия, передаваемая термодинамической системе внешними телами путем теплообмена.

Определение 1. Передачей теплоты или теплопередачей называется такой процесс, при котором внутренняя энергия одних тел уменьшается, а других, соответственно, увеличивается, при этом механическая энергия этих тел не изменяется и работа (макроскопическая) не совершается. Понятие количество теплоты вводится для характеристики процесса теплопередачи.

Определение 2. Количеством теплоты Q называется то изменение внутренней энергии тела, которое происходит при теплопередаче.

В процессе теплопередачи изменение внутренней энергии обусловлено тем, что отдельные молекулы более нагретого тела двигаются быстрее молекул менее нагретого тела и в процессе столкновений передают часть своей кинетической энергии. Передача энергии происходит при этом также через излучение. Таким образом, к теплопередаче приводит совокупность микроскопических процессов передачи энергии.

В общем случае, приращение внутренней энергии системы ΔU равно сумме совершенной над системой работой A' и количества сообщенной системе тепла Q :

$$\Delta U = Q + A' \quad (1.1)$$

Уравнение (1.1) является одной из математических записей первого закона (начала) термодинамики.

Первое начало термодинамики запрещает создание вечного двигателя первого рода. Вечный двигатель первого рода – это двигатель, который совершает работу, не черпая энергию из какого-либо источника.

В 1843 Джоуль занялся новой проблемой: доказательством существования количественного соотношения между «силами» разной природы, приводящими к выделению тепла.

2.3. Температура. Принцип измерения температуры. Нулевой закон термодинамики

Количественной характеристикой или мерой «нагретости» тел является температура. Один из самых привычных, но наименее точных способов оценки температуры – оценка на ощупь. Трогая предмет, мы судим о том, горячий он или холодный, ориентируясь на свои ощущения.

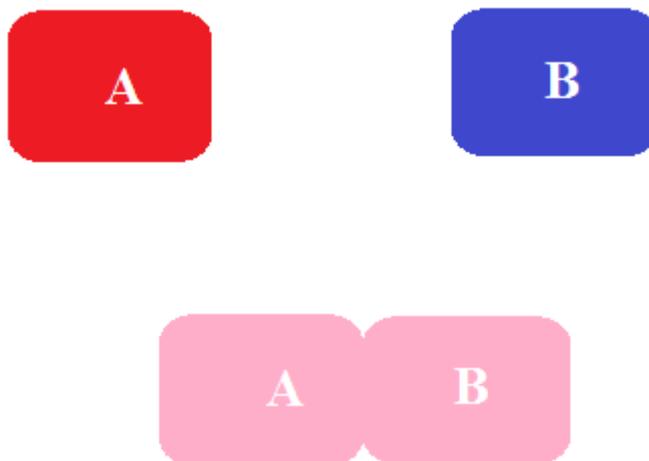


Рис. 2.3. К понятию теплового равновесия тел

Очевидно, что если два тела A и B (рис. 2.3) плотно прижать друг к другу, то, через некоторое достаточно долгое время, мы заметим, что температура их одинакова. В этом случае говорят, что тела A и B находятся в тепловом равновесии друг с другом.

Можно выбрать третье тело C , которое будет играть роль термометра. Температура тела может быть измерена по зависимости от температуры какого либо физического свойства тела C (объема, электрического сопротивления, давления газа, термо-ЭДС). Поэтому для измерения температуры тела B необходимо привести тело C (термометр) в тепловое равновесие с телом B а затем в тепловое равновесие с телом A . Затем

сравнить зависящее от температуры свойство тела C в первом и втором случае. Если эти изменения одинаковы, то тела A и B находятся в тепловом равновесии и имеют одинаковую температуру. Изложенный принцип измерения температуры следует из нулевого начала термодинамики.

Формулировка нулевого закона термодинамики.

Изолированная термодинамическая система с течением времени приходит в равновесное состояние, в котором температура всех макроскопических частей системы одинакова. Время прихода системы в равновесие называется временем релаксации.

Нулевое начало вводит в научный язык понятие температуры. Этот закон лежит в основе всех способов измерения температуры. Если тела находятся в состоянии теплового равновесия, то им приписывается одинаковая температура. При отсутствии теплового равновесия температуры тел не будут равными. Температура тела, от которого передается тепло больше, чем температура нагреваемого тела.

Термодинамическое равновесие – состояние системы, при котором остаются неизменными во времени макроскопические величины этой системы (температура, давление, объём) в условиях изолированности от окружающей среды. О достижении системой теплового равновесия можно судить по прекращению изменения во времени какого либо макропараметра системы, зависящего от температуры (объём, линейные размеры, давление).

Примечание. Механическое равновесие определяется только тем условием, что потенциальная энергия минимальна, в то время как тепловое равновесие достигается тогда, когда все части системы приобретут одну и ту же температуру. В этом заключена основная идея так называемого *нулевого закона термодинамики*.

Нулевой закон термодинамики дает принципиальную возможность сравнивать температуры различных тел путем приведения их в тепловое равновесие с каким-то определенным образом выбранным устройством, по показаниям которого можно было бы судить о температуре. Для количественного выражения температуры должна быть установлена температурная шкала, которая давала бы возможность приписывать каждой температуре определенное численное значение.

2.4. Второе начало термодинамики. Теорема Карно

Второе начало термодинамики исторически возникло из анализа работы тепловых двигателей. Из формулировки второго начала термодинамики по Кельвину следует, что вечный двигатель второго рода - периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет охлаждения одного источника теплоты, невозможен.



Рис. 2.4. Принцип действия теплового двигателя

Второй закон термодинамики устанавливает неравноценность различных видов энергии к превращению в другие виды энергии. Так механическая энергия может полностью перейти в тепловую энергию, но тепловая энергия полностью перейти в механическую энергию не может.

2.5. Абсолютный нуль температуры.

Соотношение между внутренней энергией одноатомного идеального газа и абсолютной температурой

$$U = \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT = \frac{3}{2} \nu RT$$

справедливо для хаотического движения достаточно большого числа одноатомных молекул идеального газа. Поэтому это соотношение только указывает на возможность асимптотического приближения температуры к абсолютному нулю, при котором атомно-молекулярное тепловое движение прекращается. При абсолютном нуле остается еще весьма интенсивное движение частиц, из которых состоит тело. Ему соответствует минимальная энергия, которая от тела уже не может быть отнята (если остаются постоянными объем и прочие внешние параметры, определяющие состояние тела). Но это движение уже не является тепловым. Соответствующая ему энергия называется нулевой энергией. Наличием нулевой энергии объясняются многие явления. Так, нулевая энергия жидкого гелия столь велика (в три раза больше, чем теплота испарения), что кристалл гелия, находящийся под давлением собственных насыщенных паров, становится нестабильным и переходит в жидкое состояние. Затвердевание гелия возможно лишь при повышенном давлении. Под влиянием давления атомы

гелия сближаются, и силы молекулярного притяжения возрастают. Это обстоятельство и делает возможным переход гелия в твердое состояние.

Таким образом, абсолютный нуль может быть определен как такая температура, при которой в теле прекращается тепловое движение и остается только движение частиц, связанное с нулевой энергией. Абсолютный нуль является самой низкой из всех возможных температур. Температура, отсчитываемая от абсолютного нуля, называется абсолютной температурой. До недавнего времени единица температуры в идеально-газовой абсолютной шкале называлась градусом Кельвина в честь английского физика лорда Кельвина (1824—1907), предложившего термодинамическую шкалу температур, тождественную с идеально-газовой шкалой. Недавно, в целях сокращения, такую единицу стали называть просто кельвин (сокращенно К). Эта единица однозначно определяется требованием, чтобы температура тройной точки воды была равна 273,16 К.

Из уравнения второго закона термодинамики

$$\eta = A/Q_n = (T_n - T_x)/T_n$$

следует, что возможно существование такой предельно низкой температуры, при которой все тепло Q_n , взятое от нагревателя, может быть полностью превращено в работу. Как видно из уравнения, это осуществимо только при $T_x = 0$. Это и есть термодинамическое определение абсолютного нуля.

2.6. Третий закон термодинамики.

Существует несколько формулировок третьего закона термодинамики:

1. При стремлении температуры к абсолютному нулю кинетическая энергия теплового движения атомов и молекул вещества приближается к минимальному значению. Теряется классическое понятие температуры. Для описания состояния системы применяется квантовая механика.
2. Абсолютный нуль температуры недостижим. *Абсолютный нуль температуры является асимптотической точкой, к которой можно приближаться сколь угодно близко, но достигнуть ее нельзя.*
3. Абсолютный нуль температуры является началом отсчёта абсолютной температуры.

С помощью наиболее эффективных в настоящее время методов охлаждения (в частности, с помощью методом адиабатного обратимого размагничивания) достигается значение температуры, превышающее абсолютный нуль на сотые доли градуса. Температурная шкала термометра магнитной восприимчивости ТШТМВ, основанная на зависимости магнитной восприимчивости термометра из церий-магниевого нитрата от температуры T , устанавливается для диапазона температур от 0,01 до 0,8 К.

Примечание.

Из третьего закона термодинамики следует, что для всех тел при $T = 0 \text{ К}$ обращаются в нуль теплоемкости C_p и C_v и термодинамический коэффициент расширяемости. Из него также вытекает вывод о невозможности осуществления такого процесса, в результате которого тело охладилось бы до температуры $T = 0^\circ\text{К}$ (принцип недостижимости абсолютного нуля температуры). Состояние термодинамической системы при абсолютном нуле является абсолютно устойчивым термодинамическим равновесием с минимальной энергией. Поэтому отнять энергию от этой системы невозможно.

3. ГАЗОВЫЙ ТЕРМОМЕТР. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ШКАЛЫ

3.1. Термометры. Шкала температур Цельсия

Если мы хотим проводить точные эксперименты и вычисления, то таких оценок температуры, как горячий, теплый, прохладный, холодный, недостаточно – нам нужна проградуированная температурная шкала.

Ряд свойств тел – объём, линейные размеры, электрическое сопротивление, термоэлектрические свойства и другие зависят от температуры. Любое из этих свойств может быть использовано для количественного определения температуры.

Приведём выбранное нами для измерения температуры (термометрическое) тело, в тепловое равновесие с тающим льдом и припишем телу в этом случае температуру 0 градусов. Охарактеризуем количественно свойство тела (температурный признак), которое мы используем для измерения температуры. В качестве такого признака может быть использован объём тела. Расширение тел при нагревании используется для устройства приборов, называемых термометрами. Пусть значение объёма термометрического тела при тепловом равновесии с тающим льдом равно V_0 . Затем приведём тоже тело в тепловое равновесие с кипящей при атмосферном давлении водой и припишем ему в этом состоянии значение температуры, равное 100 градусов. Определим соответствующий объём тела V_{100} . Принимая, что выбранный нами температурный признак изменяется с температурой линейно, состоянию, в котором термометрическое тело имеет объём V , следует приписать температуру

$$t = \frac{V - V_0}{V_{100} - V_0} 100^\circ. \quad (3.1)$$

Установленная таким образом температурная шкала называется шкалой Цельсия. Соотношение, аналогичное (3.1), можно написать и для случая, когда для измерения температуры используется любой другой температурный признак, характеризующийся линейной зависимостью от

температуры. Например, для термометра, действие которого основано на зависимости электрического сопротивления от температуры, запишем:

$$t = \frac{R - R_0}{R_{100} - R_0} 100^\circ, \quad (3.2)$$

где R_0, R_{100} и R – соответственно, электрическое сопротивление термометрического тела при тепловом равновесии с тающим льдом, кипящей при атмосферном давлении водой и телом, температуру t которого необходимо измерить.

Расширение тел при нагревании используется для устройства приборов, служащих для определения температуры тел – термометров. Обыкновенный жидкостный термометр состоит из небольшого стеклянного баллона соединенного со стеклянной трубкой. Внутренний диаметр трубки, называемой капилляром, выбирается достаточно малым для возможности измерения малого приращения объёма ΔV жидкости при её тепловом расширении. Действительно, при условии малого поперечного сечения s капилляра расширяющаяся жидкость, поступающая из баллона в капилляр, займет достаточно большую для точного измерения длину h , так как $h = \frac{\Delta V}{s}$.

О температуре среды, в которую погружен термометр, судят по положению верхнего уровня столбика жидкости в капилляре. Деления на прикрепленной к капилляру шкале условились наносить следующим образом. В том месте шкалы, где устанавливается уровень столбика жидкости, когда термометр опущен в тающий лед, ставят метку и цифру 0. В том месте шкалы, где устанавливается уровень столбика, когда термометр погружен в пары воды, кипящей при нормальном атмосферном давлении (760 мм рт. ст.), ставят метку и цифру 100. Промежуток между этими метками (0 и 100) делят на 100 равных частей, называемых градусами Цельсия. Ниже отметки нуля и выше отметки 100 С на шкалу наносят деления той же величины, что и между этими отметками. Полученная таким образом стоградусная шкала, по которой точке замерзания воды соответствует 0 С, а точке кипения 100 С, называется шкалой Цельсия по имени А. Цельсия, шведского астронома, который описал ее в 1742 году. Полагают, что впервые применил эту шкалу шведский натуралист К. Линней. Сейчас шкала Цельсия является самой распространенной в мире. Кроме шкалы Цельсия в Англии и Америке до сих пор широко используется шкала Фаренгейта (F), в которой температуре таяния льда соответствует 32F, а температуре кипения воды 212 F (была предложена Г. Фаренгейтом в 1724 году). Для перевода температуры по Цельсию (С) в температуру по Фаренгейту (F) существует формула $t_F = (9/5)t_C + 32$, а для обратного перевода – формула $t_C = (5/9)(t_F - 32)$ (рис. 3.1).

Основные виды термометров.

1. Газовые термометры.

2. Термопары. Работа термопары основана на возникновении контактной разности потенциалов в месте соединения двух проводников, находящегося в термодинамическом равновесии с нагретым телом.
3. Термометры сопротивления. Работа термометра сопротивления основана на изменении электрического сопротивления проводника, находящегося в термодинамическом равновесии с нагретым телом.

При сравнении показаний термометров, использующих различные по природе термометрические тела (например, ртуть и спирт) или различные температурные признаки (например, объём и электрическое сопротивление, термо-ЭДС), обнаруживается, что показания этих термометров, совпадая из-за способа градуировки при 0 и 100 градусах, не совпадают при других температурах. Поэтому необходимо выбрать термометр, какого либо определенного устройства и с ним сравнивать все прочие. В качестве такого термометра был выбран газовый термометр.

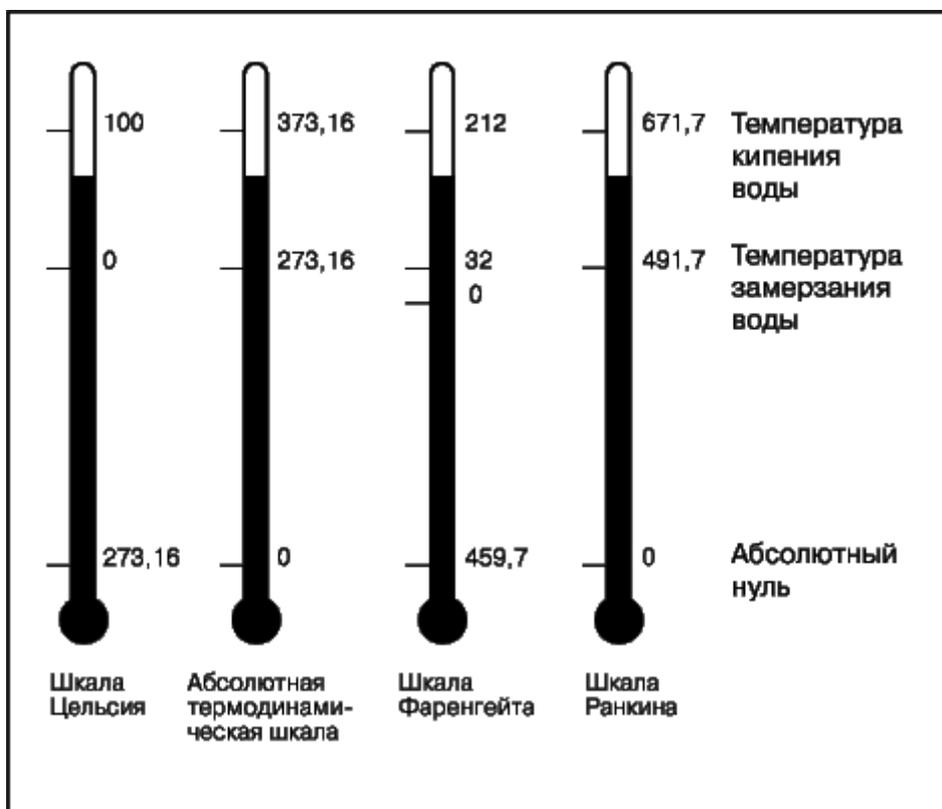


Рисунок 3-1. Сравнение различных температурных шкал

В газовом термометре отсчитывается изменение давления газа при постоянном объёме с повышением температуры. Давление газа в газовом термометре соответствует условиям, при которых газ можно считать идеальным. Преимущество идеально-газовой шкалы температур перед всеми прочими эмпирическими температурными шкалами состоит в том, что, как показывает опыт, температура, определенная по формуле (3.3)

$$t = \frac{P - P_0}{P_{100} - P_0} 100^\circ, \quad (3.3)$$

где p_0 , p_{100} и p – соответственно, давление газа в газовом термометре при тепловом равновесии с тающим льдом, кипящей при атмосферном давлении водой и телом, температуру t которого необходимо измерить, очень слабо зависит от химической природы газа, которым наполнен резервуар газового термометра. Показания различных газовых термометров при измерении температуры одного и того же тела очень мало отличаются друг от друга. Поэтому в качестве значения температуры принимается величина, измеряемая с помощью идеально-газового термометра.

3.2. Закон Шарля. Газовый термометр постоянного объема

Достаточно разреженные, так называемые идеальные газы с большой точностью подчиняются закону Бойля — Мариотта: произведение объема V данной массы газа на его давление P зависит только от температуры. Это произведение можно принять за термометрическую величину, а самый газ – за термометрическое тело. Таким путем приходят к идеально-газовой шкале температур. Практически газовый термометр можно реализовать двумя способами. В одном способе объем газа V поддерживается постоянным, индикатором температуры служит давление P . В другом способе, поддерживается постоянное давление газа, а измерение температуры сводится к измерению объема V . Принципиально оба способа равноправны. Но первый способ более удобен, а поэтому он и применяется на практике.

Принцип устройства газового термометра можно понять из схемы на рис. 3.2. Уровень ртути в левом колене манометра при измерениях доводится до постоянной отметки, чтобы обеспечить постоянство объема газа в баллоне. В действительности газовый термометр представляет собой весьма сложное устройство, а измерение температуры с помощью этого термометра нелегкую экспериментальную процедуру, требующую большой тщательности. Не останавливаясь на этих вопросах, ограничимся общим замечанием, что газовый термометр представляет собой стеклянный, кварцевый или металлический баллон неизменного объема, заполненный реальным газом и соединенный с манометром при помощи капилляра. В качестве термометрического газа раньше употреблялся водород. В настоящее время применяется гелий и азот (последний в области высоких температур, где гелий не годится, так как он проходит сквозь стенки баллона).

Давление газа измеряется манометром, находящимся при стандартной температуре. По давлению газа вычисляется измеряемая температура с учетом поправок на изменение объема баллона, не идеальность газа и пр.

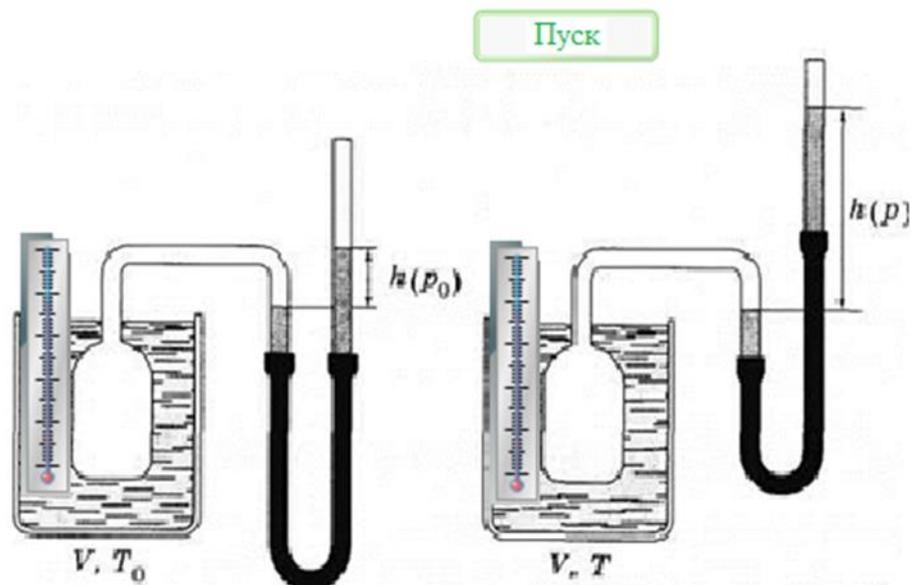


Рис. 3-2. Схема газового термометра

Впервые зависимость давления газа от температуры при постоянном объёме экспериментально установил французский физик Ж. Шарль (1746—1823) в 1787 году, т. е. раньше, чем Гей-Люссак. Шарль установил и зависимость объема от температуры при постоянном давлении, но своевременно не опубликовал своих работ. В упрощенном виде можно воспроизвести эти опыты, нагревая воду в сосуде, в который погружена колба с исследуемым газом. Температура газа определялась по показаниям термометра со шкалой Цельсия, а соответствующее давление – по манометру (рис. 3.2). Наполнив сосуд тающим льдом, можно измерить давление p_0 , соответствующее температуре 0 С. При кипении воды в сосуде измеряется давление p_{100} , соответствующее температуре 100 С.

Опыты подобного рода показали следующее:

1. Приращение давления некоторой массы газа при нагревании на 1 градус составляет определенную часть α того давления, которую имела данная масса газа при температуре 0 С.
2. При нагревании газа приращение давления пропорционально приращению температуры: $p - p_0 = \alpha p_0 t$.
3. Величина α , показывающая, на какую часть давления при 0 С увеличивается давление газа при нагревании на 1 С, имеет одно и тоже значение для всех газов равное $\frac{1}{273} \text{ град}^{-1}$. Величину α называют термическим коэффициентом давления.

Согласно определению $\alpha = \frac{p - p_0}{p_0(t - t_0)}$. Учитывая, что при использовании шкалы Цельсия температура $t_0 = 0$, закон Шарля можно записать в виде

$$p = p_0 + \alpha p_0 t = p_0(1 + \alpha t) = p_0 \left(1 + \frac{t}{273} \right) \quad (3.4)$$

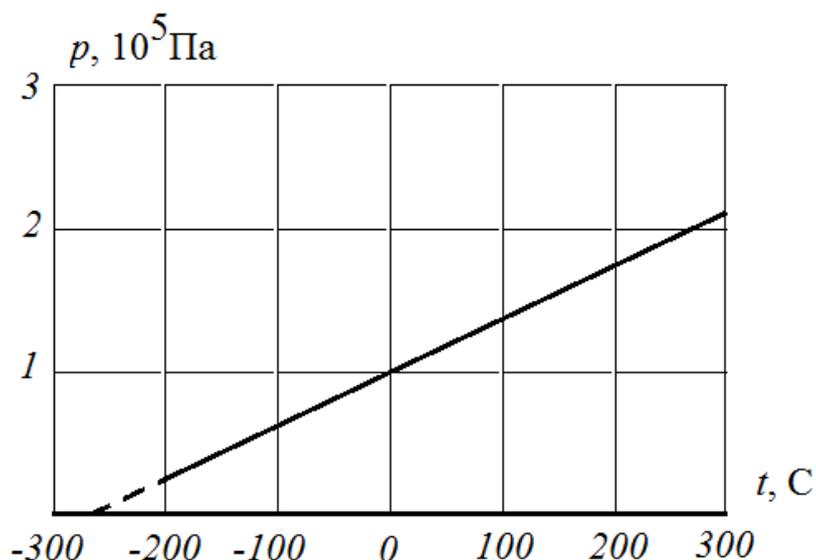


Рис. 3-3. График, выражающий закон Шарля с использованием температурной шкалы Цельсия

Формулой (4) можно пользоваться также и в том случае, когда газ охлажден ниже 0 С; при этом t будет иметь отрицательные значения. График, выражающий закон Шарля представлен на рис. 3.3.

При низких температурах, когда газ приближается к состоянию сжижения, закон Шарля не применим. Экстраполяция графика на рис. к нулевому значению давления дает значение температуры $t = -273$ С.

3.3. Абсолютная шкала температур Кельвина

Пусть при некоторой температуре t_1 давление газа равно p_1 . По закону Шарля

$$p_1 = p_0 \left(1 + \frac{t}{273} \right) = p_0 \frac{273 + t_1}{273}.$$

При некоторой другой температуре t_2 давление будет равно

$$p_2 = p_0 \frac{273 + t_2}{273}.$$

Разделив эти равенства почленно, получим

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{273 + t_1}{273 + t_2}. \quad (3.5)$$

Число $273 + t$ будем рассматривать как температуру, отсчитанную по новой температурной шкале, где цена градуса оставлена такой же, как и в шкале Цельсия, а за нуль принята точка, лежащая на 273 деления ниже точки таяния льда, служащей нулем в шкале Цельсия. Нуль температуры в этой новой шкале называют абсолютным нулём. Это название было принято потому, что ни одно тело не может быть охлаждено ниже этой температуры, как было доказано английским физиком Кельвином. Соответственно, новую

шкалу называют шкалой абсолютных температур Кельвина. Таким образом, с использованием абсолютной шкалы температур выражение (3.5) запишем в виде

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}, \quad (3.6)$$

где $T_1 = 273 + t_1$ и $T_2 = 273 + t_2$ – абсолютные температуры T в градусах Кельвина (ТК).

С использованием шкалы Кельвина закон Шарля можно сформулировать следующим образом: давление данной массы газа, заключенной в постоянный объем, прямо пропорционально абсолютной температуре.

В соответствии с законом Шарля абсолютная температура прямо пропорциональна давлению газа в баллоне газового термометра. Из выражения (3.6) следует

$$T = T_0 \frac{p}{p_0} \quad (3.7)$$

Процесс изменения давления газа, вызванный изменением температуры при постоянном объеме, называют изохорным (от греческих слов *isos* — равный и *chora* — занимаемое место). Зависимость давления газа от температуры графически изображается прямой линией – изохорой (рис. 3.4).

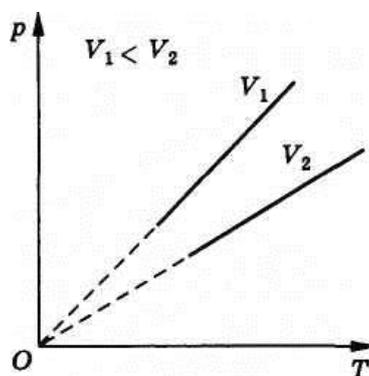


Рис. 3-4. Зависимости давления газа от температуры при постоянном объеме

Сначала измеряют давление при некоторой фиксированной температуре газа в баллоне T_0 , например, при температуре таяния льда. Затем измеряют давление при температуре T . Зная давление p_0 при температуре T_0 и давление p при температуре T , температуру T определяют по формуле (3.7). В промежутке температур, где можно пользоваться обычным ртутным термометром, шкала газового термометра почти совпадает со шкалой ртутного, так как температурный коэффициент давления газа α (измеренный по ртутному термометру) остается постоянным $\alpha = 1/273 \text{ град}^{-1}$. Предлагаем читателю самостоятельно убедиться в том, что закон Шарля можно записать в форме

$$p = p_0 \alpha T,$$

где p_0 – давление газа при температуре $T = 273$ К, а коэффициент α , называемый температурным коэффициентом давления газа.

Газовые термометры, предназначенные для измерения низких температур, изготавливаются из стекла или кварца и наполняются водородом или гелием. Для измерения температур ниже сжижения водорода, -253 С, можно использовать только гелий как наиболее трудно сжижаемый газ.

Для измерения высоких температур (до 1500 С) баллоны газовых термометров изготавливают из сплава платины с родием и заполняют азотом. Водород не годится из-за проникновения через нагретую платиновую стенку за счет диффузии.

Газовыми термометрами пользуются для поверки (тарировки) термометров другого более удобного для применения на практике устройства, чем газовые. Это, прежде всего, термометры сопротивления и термопары.

Абсолютная термодинамическая шкала является основной температурной шкалой в физике. Там, где пригоден газовый термометр, эта шкала практически не отличается от идеально-газовой шкалы температур. Поэтому в интервале от 4 до 1338 К (точка затвердевания золота) абсолютная термодинамическая шкала практически осуществляется с помощью газового термометра. При помощи газового термометра определены температуры постоянных точек (реперных точек).

3.4. Термодинамическая температурная шкала

Путь к созданию единой температурной шкалы, не связанной с какими-либо частными термометрическими свойствами и пригодной в широком интервале температур, был найден в использовании законов термодинамики. Независимой от свойств термометрического вещества является шкала, основанная на втором законе термодинамики. Она предложена в середине прошлого века Кельвином и получила название термодинамической температурной Шкалы.

В основании построения термодинамической температурной шкалы лежат следующие положения. Если в обратимом цикле Карно тело, совершающее цикл, поглощает теплоту Q_1 при температуре T_1 и отдает тепло Q_2 при температуре T_2 , то отношение термодинамических (абсолютных) температур T_1/T_2 равно отношению количеств тепла Q_1/Q_2 . Согласно положениям термодинамики значение этого отношения не зависит от свойств рабочего тела.

Таким образом, для сравнения температур двух тел необходимо осуществить обратимый цикл Карно, в котором одно тело используется в качестве нагревателя, другое - холодильника. Отношение температур тел равно отношению отданного в этом цикле количества теплоты к полученному. Согласно теореме Карно химический состав рабочего тела не

влияет на результаты сравнения температур, поэтому такая термодинамическая шкала не связана со свойствами какого-то определённого термодинамического тела. Отметим, что практически таким образом сравнивать температуры трудно, так как реальные термодинамические процессы, как уже указывалось, являются необратимыми.

Для цикла Карно можем записать

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \\ 1 - \frac{Q_2}{Q_1} &= 1 - \frac{T_2}{T_1}, \\ \frac{Q_2}{Q_1} &= \frac{T_2}{T_1}. \\ T &= T_0 \frac{Q_2}{Q_1}\end{aligned}\tag{3.8}$$

Таким образом, если измерить Q_1 и Q_2 , то можно найти отношение температур и, соответственно, построить температурную шкалу. Однако создать такой обратимый цикл и провести точные непосредственные измерения Q_1 и Q_2 практически невозможно. Поэтому для практических измерений используют другие температурные шкалы.

Термодинамическая температурная шкала Кельвина явилась исходной шкалой для построения температурных шкал, не зависящих от свойств термометрического вещества. В этой шкале интервал, заключающийся между точкой таяния льда и точкой кипения воды (для сохранения преемственности со стоградусной температурной шкалой Цельсия), был разделен на 100 равных частей.

Д. И. Менделеев в 1874 г. впервые научно обосновал целесообразность построения термодинамической температурной шкалы не по двум реперным точкам, а по одной. Такая шкала имеет значительные преимущества и позволяет определять термодинамическую температуру точнее, чем шкала с двумя реперными точками. Для шкалы с одной реперной точкой необходимо приписать определенное числовое значение единственной экспериментально реализуемой ее точке. Нижней границей температурного интервала будет служить тогда точка абсолютного нуля.

Предельная погрешность воспроизведения точки кипения воды составляет $0,01^\circ\text{C}$, точки таяния льда $0,001^\circ\text{C}$. Тройная же точка воды, являющаяся точкой равновесия воды в твердой, жидкой и газообразной фазе, может быть воспроизведена в специальных сосудах с предельной погрешностью не больше $0,0001^\circ\text{C}$.

Однако термодинамическая температурная шкала, являющаяся чисто теоретической, не открывала еще в первое время путей ее практического использования. Для этой цели необходимо было установить связь

термодинамической шкалы с реальными приборами для измерения температур. Из числа измерителей температуры наибольшее внимание заслуживают газовые термометры, показания которых могут быть связаны с термодинамической температурной шкалой посредством введения понятия шкалы идеального газа. Термодинамическая шкала, как известно, совпадает со шкалой идеального газа, если принять при нормальном атмосферном давлении точку таяния льда за 0, а точку кипения воды за 100. Этой шкале было присвоено название стоградусной термодинамической температурной шкалы.

Поскольку свойства реальных газов в широком интервале температур сравнительно мало отличаются от свойств идеального газа, поэтому, зная отступления данного газа от законов идеального газа, можно ввести поправки на отклонения данного газового термометра от термодинамической стоградусной температурной шкалы. Таким образом, для получения температурной шкалы, не зависящей от свойств термометрического вещества, необходимо знать поправки к показаниям газовых термометров, для вычисления которых пользуются зависимостями, вытекающими из второго закона термодинамики. Эти поправки относительно невелики и лежат в пределах от 0,001 до 0,5°С.

Однако газовые термометры могут быть использованы для воспроизведения термодинамической стоградусной температурной шкалы только до температур не выше 1200°С, что не может удовлетворить современным требованиям науки и техники. Использование же газовых термометров для более высоких температур встречает большие технические трудности, которые в настоящее время непреодолимы. Кроме того, газовые термометры являются довольно громоздкими и сложными приборами и для повседневных практических целей весьма неудобны. Вследствие этого для более удобного воспроизведения термодинамической стоградусной температурной шкалы в 1927 г. была принята практическая шкала, которая была названа Международной температурной шкалой 1927 г. (МТШ-27).

С 1/1 1976 г. установлены практические температурные шкалы, предназначенные для обеспечения единства измерений температуры от 0,01 до 100000К, и методы их осуществления. Эти температурные шкалы установлены с учетом рекомендации Международного комитета мер и весов и его Консультативного комитета по термометрии.

3.5. Международная практическая шкала температур

В 1927 г. была введена практическая температурная шкала МТШ-27, основу которой составляют температуры реперных точек (фазовых переходов чистых веществ), определенные методами первичной термометрии. В данных точках градуируются практические термометры (например, термометры сопротивления), которые затем и служат для измерения температуры и передачи размера единицы температуры. С 1927 г. шкала несколько раз переопределялась (МТШ-48, МПТШ-68, МТШ-90):

менялись реперные температуры, методы интерполяции, но принцип остался тот же – основой шкалы является набор фазовых переходов чистых веществ с определенными значениями термодинамических температур и интерполяционные приборы, градуированные в этих точках. Международная практическая температурная шкала (МПТШ-68), температурная шкала, установленная в 1968 году Международным комитетом мер и весов на основе 11 первичных воспроизводимых температурных точек, каждой из которых присвоено определённое значение температуры. В МПТШ-68 различают международную практическую температуру Кельвина (символ T_{68}) и международную практическую температуру Цельсия (символ t_{68}); соотношение между T_{68} и t_{68} :

$$t_{68} = T_{68} - 273,15 \text{ K}$$

Таблица 3. 1.

Основные реперные точки Международной практической температурной шкалы (1968)

Состояния равновесия	Присвоенное значение температуры	
	T_{68} , К	t_{68} , °С
Тройная точка равновесного водорода	13,81	-259,34
Равновесие между жидкой и газообразной фазами равновесного водорода при давлении 33330,6 н/м ² (25/76 нормальной атмосферы)	17,042	-256,108
Точка кипения равновесного водорода	20,28	-252,87
Точка кипения неона	27,102	-246,048
Тройная точка кислорода	54,361	-218,789
Точка кипения кислорода	90,188	-182,962
Тройная точка воды	273,16	0,01
Точка кипения воды	373,15	100
Точка затвердевания цинка	692,73	419,58
Точка затвердевания серебра	1235,08	961,93
Точка затвердевания золота	1337,58	1064,43

* За исключением тройных точек и одной точки равновесного водорода (17,042 К), присвоенные значения температур действительны для состояний равновесия при давлении 101325 н/м^2 (1 нормальная атмосфера).

Основные реперные (постоянные) точки Международной практической температурной шкалы (1968) представлены в табл. 3.1. Промежуточные точки МПТШ-68 воспроизводятся по интерполяционным формулам, устанавливающим связь между температурой и термометрическими свойствами приборов, эталонированных по этим точкам. В диапазоне между 13,81 К и 630,74 °С в качестве эталонного прибора применяют платиновый термометр сопротивления, в диапазоне 630,74 °С – 1064,43 °С – термодатчик с электродами платинородий (10 % Rh) – платина. Выше 1337,58 К (1064,43 °С) МПТШ-68 определяют с помощью закона излучения Планка. В области низких температур МПТШ-68 доведена до 13,81 К.

Температуры в интервале от 0,3 до 5,2 К определяют по упругости паров жидкого ^3He (шкала 1958) и жидкого ^4He (шкала 1962). Ещё более низкие – термометрами сопротивления (угольными, германиевыми, из сверхпроводящих сплавов и другими) и магнитными методами.

Температура, определённая по МПТШ-68, в пределах современной точности измерений совпадает с температурой по термодинамической температурной шкале, принятой в физике за основную. Международная температурная шкала (МТШ-90) введена в соответствии с решением XVIII Генеральной конференции по мерам и весам. МТШ-90 по сути является практической температурной шкалой и заменяет собой предыдущую Международную практическую температурную шкалу МПТШ-68. Основные изменения в шкале связаны с изменением температур реперных точек, расширением диапазона определения шкалы, введением новых интерполяционных приборов и новых методик построения интерполяционных зависимостей для платиновых термометров сопротивления. Шкала считается очень близко аппроксимирующей термодинамическую шкалу температур, поэтому слово «практическая» было опущено в ее названии. Международная температурная шкала постоянно развивается и дополняется.

4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

4.1. Термодинамическая система. Равновесное и стационарное состояния термодинамической системы

Определение 1. В общем случае, термодинамической системой будем называть совокупность рассматриваемых тел, которые могут обмениваться между собой и другими телами энергией и веществом, и состоят из большого количества атомов и молекул достаточного, чтобы ее состояние можно было характеризовать *макроскопическими параметрами*: давлением, температурой, концентрацией и т.д.

Примером термодинамической системы может служить жидкость и находящийся в равновесии с ней пар. В частности термодинамическая система может состоять из газа, находящегося в сосуде.

В термодинамике равновесные состояния макроскопических систем описываются с помощью небольшого числа различных *макроскопических параметров*.

Определение 2. Состояние системы, описанное с помощью макроскопических параметров (таких как температура, плотность, давление, объем, концентрация), называется *макроскопическим состоянием*.

Определение 3. *Равновесным* состоянием изолированной термодинамической системы называется состояние, при котором с течением времени значения макроскопических параметров системы остаются неизменными.

Примечание. В системе обменивающейся энергией и массой с окружающей средой (неизолированной системе) также возможно постоянство параметров во времени. Такое состояние, однако, не является равновесным и называется *стационарным*. Например, стационарным, но не равновесным, будет состояние с некоторым распределением температуры вдоль стержня, концы которого поддерживаются при постоянных, но не равных друг другу температурах.

В данной лекции в качестве термодинамической системы рассматривается *идеальный газ* — модель реального газа. Исследования показали, что все газы при не слишком больших давлениях (в пределах до 10 – 15 атм) ведут себя одинаково, подчиняясь одним и тем же законам.

Реальные газы при комнатной температуре и нормальном давлении ведут себя как идеальные газы. Идеальными газами можно считать такие газы как гелий, водород, свойства которых уже при обычных условиях отвечают закономерностям идеального газа.

Состояние некоторой массы идеального газа будет определяться значениями трех параметров: p - давление, V - объем, T - температура. Эти величины, характеризующие состояние газа, называются *параметрами состояния*. Параметры состояния закономерно связаны друг с другом, так что изменение одного из них влечет за собой изменение другого. Для идеального газа эта связь аналитически может быть задана в виде уравнения:

$$pV = \frac{m}{M}RT, \quad (4.1)$$

где m — масса газа, M — молярная масса, R — универсальная газовая постоянная. Величина $\nu = m/M$ определяет число молей газа. Из уравнения

(1) следует выражение для плотности газа $\rho = \frac{m}{V} = \frac{pM}{RT}$ и связь между давлением, концентрацией и температурой $p = nkT$, где k — постоянная Больцмана.

Уравнение (4.1), дающее связь между параметрами газа, называется уравнением состояния идеального газа (**уравнение Менделеева–Клапейрона**). Газ, подчиняющийся уравнению (4.1), называется идеальным газом.

Рассмотрим некоторые из параметров, характеризующих состояние газа:

1) **Давление** p — экспериментально измеряемый параметр, определяемый как отношение средней силы, действующей на поверхность по нормали к ней к площади этой поверхности. В газе давление возникает в результате хаотического движения молекул и столкновения их со стенками сосуда. В результате ударов молекул о стенку сосуда на нее будет действовать некоторая средняя сила F . Предположим, что площадь поверхности S , тогда, если сила равномерно распределена по поверхности, то $p = \frac{F}{S}$. В системе СИ давление измеряется в паскалях $1\text{Па} = 1\text{Н/м}^2$.

2) **Температура** T . **Температура** — физическая величина, характеризующая термодинамическую систему и количественно выражающая понятие о различной степени нагретости тел.

Температура одинакова для всех частей изолированной системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия. Телам находящимся в состоянии теплового равновесия, приписывается одинаковая температура. Если при установлении теплового контакта между телами одно из них передает энергию другому посредством теплопередачи, то первому телу приписывается большая температура, чем второму.

4.2. Термодинамический процесс. Изопроцессы. Уравнение состояния идеального газа как результат обобщения экспериментальных данных по изопроцессам

Термодинамическим процессом называется переход термодинамической системы из одного состояния в другое. **Процессом в газе** называется переход газа из одного состояния (характеризуемого параметрами p_1, V_1, T_1) в другое (с параметрами p_2, V_2, T_2). Изменение параметров газа в процессе можно изображать графически в различных системах координат: (p, V) ; (p, T) ; (V, T) .

Рассмотрим изопроцессы в идеальных газах (рис. 4.1). **Каждая точка на графике процесса изображает равновесное состояние газа.** Поэтому график процесса представляет собой **последовательность равновесных состояний газа.**

Определение. Равновесный термодинамический процесс - процесс, в котором система проходит непрерывный ряд бесконечно близких равновесных термодинамических состояний.

Равновесный термодинамический процесс называется *обратимым*, если его можно провести в двух противоположных направлениях через одни и те же промежуточные состояния системы и окружающих ее тел и после проведения прямого и обратного процесса система и окружающие тела возвращаются к исходному состоянию.

Реальные термодинамические процессы изменения состояния газа всегда происходят с конечной скоростью, поэтому не могут быть равновесными.

Определение. Процесс, при котором система проходит непрерывный ряд бесконечно близких равновесных термодинамических состояний называют **равновесным термодинамическим процессом**.

Реальный процесс изменения состояния газа будет тем ближе к равновесному процессу, чем медленнее он совершается.

Квазиравновесным процессом (от латинского *quasi* – как будто, вроде) называется процесс, протекающий так медленно, что в системе в каждый момент времени устанавливается состояние близкое к равновесному. Время перехода системы в состояние термодинамического равновесия от начала воздействия на неё внешней среды называется *временем релаксации*.

Равновесным состоянием идеального газа называется состояние, при котором с течением времени значения макроскопических параметров системы остаются неизменными. На всех графиках равновесное состояние обозначается точкой. Равновесный термодинамический процесс в идеальном газе на графиках $P = f(T)$, $P = f(V)$, $V = f(T)$ обозначается гладкой линией.

Рассмотрим, например, процесс сжатия газа в цилиндре. Если время смещения поршня от одного положения до другого существенно превышает время релаксации, то в процессе перемещения поршня давление и температура успеют стать одинаковыми по всему объему цилиндра. Это выравнивание обеспечивается непрерывным столкновением молекул, в результате чего подводимая от поршня к газу энергия достаточно быстро и равномерно распределяется между ними. Средняя скорость молекул в газе даже при умеренных температурах оказывается очень большой. Так, для молекул водорода (H_2) при комнатной температуре ($T = 293K$) эта скорость равна около 1900 м/с, для молекул азота в воздухе – порядка 500 м/с. Скорость звука в воздухе при тех же условиях равна 340 м/с. Если последующие смещения поршня в цилиндре будут происходить со скоростью значительно меньшей скорости звука в газе, то состояние системы в каждый момент времени будет практически равновесным.

Время релаксации меняется для различных газов. Обозначим для 1-атомного газа время релаксации τ_1 , для 2-атомного газа - τ_2 , для 3-атомного газа - τ_3 . Для установления одинаковой температуры для моля этих газов требуется подвести разную энергию $U_1 < U_2 < U_3$. При одинаковых условиях теплообмена газов с внешней средой $\tau_1 < \tau_2 < \tau_3$.

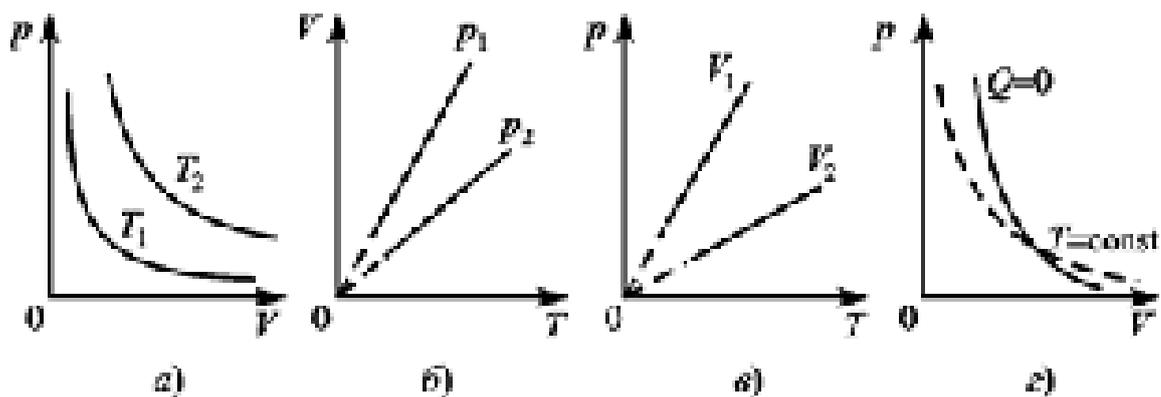


Рис. 4.1. Графики изопроцессов: а) - изотермы, б) - изобары, в) – изохоры; г) графики адиабаты (сплошная кривая) и изотермы (пунктирная кривая)

Мы рассматриваем только равновесные (квазистатические) обратимые термодинамические процессы.

Основными процессами, важными для теории и практического применения, являются: **изохорный**, протекающий при постоянном объеме; **изобарный**, протекающий при постоянном давлении; **изотермический**, происходящий при постоянной температуре; **адиабатный** — процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой.

Эти процессы являются частными случаями политропных процессов, удовлетворяющих уравнению $pV^n = const$, где n – показатель политропы.

Уравнение состояния (1) содержит в себе все найденные на опыте **газовые законы**, являясь их обобщением. Рассмотрим подробнее содержание и экспериментальное подтверждение этих законов. **Газовые законы - частный случай уравнения состояния идеального газа, один из параметров которого остается постоянным.**

Объединяя законы Бойля - Мариотта и Гей-Люссака и , можно получить следующее уравнение:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}. \quad (4.2)$$

Уравнение (4.2) является математическим выражением объединенного газового закона (закона Клапейрона) и позволяет вычислить, например, объем газа при определенных температуре и давлении, если известен его объем при других значениях температуры и давления.

Объединенный газовый закон можно также записать в другой форме:

$$\frac{pV}{T} = const. \quad (4.3)$$



Бенуа Поль Эмиль Клапейрон
26 февраля 1799, Париж — 28 января 1864, там же) — французский физик и инженер.

Учился в парижской политехнической школе (1816—1818). В 1820 отправился со своим товарищем Ламе в Россию, где был профессором в институте путей сообщения. Вернувшись в 1830 во Францию, Клапейрон участвовал в постройке многих железных дорог и составил множество проектов по постройке мостов и дорог. Клапейрон известен работами по термодинамике.

Физические исследования Клапейрона посвящены теплоте, пластичности и равновесию твердых тел. Он придал в 1834 г. математическую форму идеям С. Карно, первым оценив большое научное значение его труда «Размышления о движущей силе огня», содержащего фактически формулировку второго начала термодинамики. Исходя из этих идей, впервые ввёл в термодинамику графический метод – индикаторные диаграммы, в частности предложил систему координат p - V .

В 1834 г. вывел уравнение состояния идеального газа, объединяющее закон Бойля – Мариотта, закон Гей-Люссака и закон Авогадро, обобщённое в 1874 г. Д.И. Менделеевым (уравнение Менделеева – Клапейрона).

В 1858 году был избран в члены Парижской академии наук. Одна из улиц Парижа получила его имя. Его имя также внесено в список величайших учёных Франции, помещённый на первом этаже Эйфелевой башни.

Клапейрон разработал графический метод изображения термодинамических процессов. Этот метод изображения процессов, осуществляющихся в газах, не только позволял наглядно представить характер изменения параметров, описывающих состояние исследуемого газа, но и давал возможность применить математические приемы для расчета эффективности того или иного процесса или цикла.

4.3. Объединенный газовый закон и уравнение Менделеева-Клапейрона

Рассмотрим подробнее, как из газовых законов можно получить объединенный газовый закон (4.2) и уравнение Менделеева-Клапейрона (4.1).

Переход газа из одного состояния в другое может происходить при одновременном изменении параметров p , V , T . Будем переводить газ, состояние которого описывается параметрами $p_1 V_1 T_1$, в состояние, описываемое параметрами $p_2 V_2 T_2$, постепенно, через промежуточное состояние. Сначала переведем газ изотермически в промежуточное состояние, которое описывается параметрами: $p_2 V_3 T_1$. Тогда состояние газа можно описать уравнением закона Бойля-Мариотта

$$p_1 V_1 = p_2 V_3, \quad (4.4)$$

где V_3 – объем при температуре T_1 и давлении p_2 .

Из промежуточного состояния перейдем в конечное, которое описывалось бы параметрами $p_2 V_2 T_2$. Так как давление газа в промежуточном и конечном состояниях одинаково, то можно применить закон Гей-Люссака

$$\frac{V_2}{V_3} = \frac{T_2}{T_1}. \quad \text{Отсюда} \quad V_3 = \frac{V_2 T_1}{T_2}.$$

Подставив значение V_3 в уравнение (4.4), получим:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 \frac{T_1}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Это соотношение можно записать и так:

$$\frac{pV}{T} = B \quad (4.5)$$

Уравнение (4.5), выведенное Клапейроном, содержит неуниверсальную газовую постоянную B , значение которой необходимо было измерять для каждого газа. **Менделеев обнаружил, что постоянная B прямо пропорциональна количеству молей газа, т.е. $B = Rv$, коэффициент пропорциональности R он назвал универсальной газовой постоянной.**

Численное значение универсальной газовой постоянной в СИ равно

$$R = 8,314 \text{ Дж (К моль)}^{-1}$$

Объединенный газовый закон для одного моля газа приобретает вид

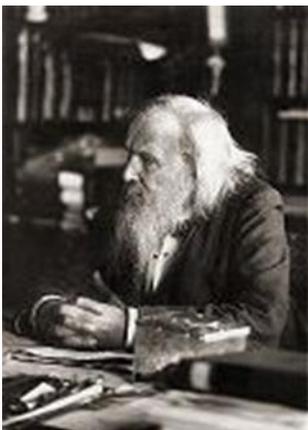
$$\frac{pV_M}{T} = R,$$

где V_M - объем одного моля газа. Для v молей газа получается уравнение

$$\frac{pV}{T} = vR \text{ или } pV = vRT.$$

Это уравнение справедливо уже для любой массы любого газа. Обычно его записывают так:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT.$$



Данное уравнение называют *уравнением Менделеева-Клапейрона*.

Менделеев Дмитрий Иванович

27 января 1834, Гобольск — 20 января 1907, Санкт-Петербург — русский учёный-энциклопедист: химик, физикохимик, физик, метролог, экономист, технолог, геолог, метеоролог, нефтяник, педагог, воздухоплаватель, приборостроитель.

4.4. Первое начало термодинамики для изопроцессов и адиабаты. Опыты по определению C_p и C_p/C_V как косвенное подтверждение первого закона термодинамики

Мы рассматриваем идеальный газ, в котором отсутствуют потенциальные силы межмолекулярного взаимодействия. При нагревании

или охлаждении этого газа увеличивается или уменьшается его внутренняя энергия. Внутренняя энергия идеального газа – это кинетическая энергия движения молекул, которая состоит из кинетической энергии поступательного движения, кинетической энергии вращательного движения и кинетической энергии колебательного движения. Отметим, что энергия колебательного движения молекулы при невысоких температурах вносит незначительный вклад в общую кинетическую энергию.

Из опыта следует, что подвод теплоты к идеальному газу или отвод теплоты от него в каком-либо процессе приводит к изменению его температуры. Отношение количества теплоты, подведенной (или отведенной) в данном процессе, к изменению температуры называется **теплоемкостью** данной массы газа.

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta T},$$

где ΔQ — элементарное количество теплоты подводимое (отводимое) к данной массе газа; ΔT — элементарное изменение температуры.

Как правило, теплоемкость газа относят к одному молю газа (молярная теплоемкость) или одному килограмму (удельная теплоемкость).

Удельная теплоемкость — это теплоемкость, отнесенная к единице массы рабочего тела,

$$c = \frac{C}{m}$$

Единицей измерения удельной теплоемкости является Дж/(кг К).

Молярная теплоемкость — теплоемкость, отнесенная к количеству рабочего тела (газа) в молях,

$$C_{\mu} = \frac{C}{\nu},$$

где ν — количество газа в молях.

Единицей измерения удельной теплоемкости является Дж/(моль • К).

Удельная и молярная теплоемкости связаны следующим соотношением:

$$c = \frac{C_{\mu}}{\mu}$$

где μ — молярная масса.

Теплоемкость является неотъемлемым свойством вещества и необходима для расчета различных процессов теплообмена, термодинамических циклов и т.д.

В зависимости от условий, при которых осуществлялся процесс теплопередачи, тело может совершать различную работу. Поэтому одинаковое количество теплоты, переданное телу, может вызвать различные изменения его внутренней энергии и, следовательно, температуры. Такая

неоднозначность определения теплоемкости характерна только для газообразного вещества.

При нагревании жидких и твердых тел их объем практически не изменяется, и работа расширения оказывается равной нулю. Поэтому все количество теплоты, полученное телом, идет на изменение его внутренней энергии. В отличие от жидкостей и твердых тел, газ в процессе теплопередачи может сильно изменять свой объем и совершать работу. Поэтому теплоемкость газообразного вещества зависит от характера термодинамического процесса. Обычно рассматриваются два значения теплоемкости газов: C_V – молярная теплоемкость в изохорном процессе ($V = \text{const}$) и C_p – молярная теплоемкость в изобарном процессе ($p = \text{const}$).

Применим первое начало термодинамики к изопроцессам в идеальном газе.

1. Изохорный процесс.

$V = \text{const}$, $A = 0$. Из первого закона термодинамики для 1 моля газа в процессе перехода из состояния $P_1 T_1$ в состояние $P_2 T_2$ следует что $Q_V = U_2 - U_1 = \Delta U$. Следовательно:

$$C_V = \frac{Q}{\Delta T} = \frac{\Delta U}{\Delta T}$$

2. Изобарный процесс.

$p = \text{const}$. Из первого закона термодинамики для 1 моля газа в процессе перехода из состояния $V_1 T_1$ в состояние $V_2 T_2$ следует что $Q_p = (U_2 - U_1) + p(V_2 - V_1) = \Delta U + p\Delta V$.

Следовательно

$$C_p = \frac{Q_p}{\Delta T} = \frac{\Delta U + p\Delta V}{\Delta T} = C_V + \frac{p\Delta V}{\Delta T},$$

где ΔV – изменение объема 1 моля идеального газа при изменении его температуры на ΔT .

Величина $p\Delta V = (pV_2 - pV_1)$ (работа газа при постоянном давлении) может быть найдена из уравнения состояния идеального газа (1) в процессе перехода из состояния $V_1 T_1$ в состояние $V_2 T_2$

$$p\Delta V = R\Delta T,$$

где R – универсальная газовая постоянная, равная работе одного моля газа в изобарном процессе при нагревании на 1 К.

Таким образом, мы приходим к соотношению, выражающему связь между молярными теплоемкостями C_p и C_V (**формула Майера**):

$$C_p = C_v + R. \quad (4.6)$$

Как видно из рис. 4.5, молярная теплоемкость C_p газа в процессе с постоянным давлением всегда больше молярной теплоемкости C_v в процессе с постоянным объемом, так как при $p = \text{const}$ газ совершает работу

$$A = p_1(V_2 - V_1).$$

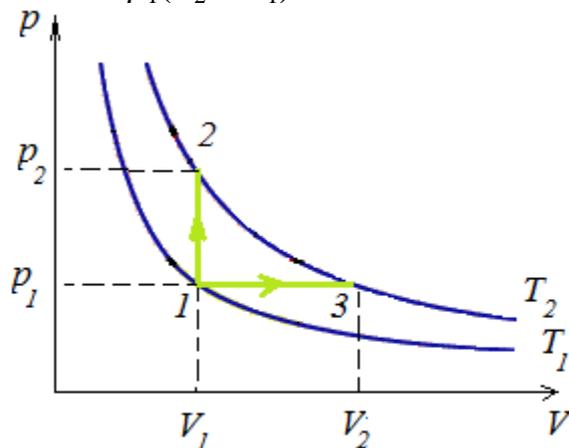


Рис. 4.5. Два процесса нагревания газа на $\Delta T = T_2 - T_1$:
 $1 - 2$ $V = \text{const}$, $1 - 3$ $p = \text{const}$. При $p = \text{const}$ газ совершает работу $A = p_1(V_2 - V_1)$, поэтому $C_p > C_v$.

Применим первое начало термодинамики к адиабатному процессу.

Адиабатный процесс протекает без теплообмена с окружающей средой ($Q=0$). В этом случае $\Delta Q = 0$ и $C_{\text{ад}} = 0$. Запишем первое начало термодинамики для адиабатического процесса при переходе газа из: состояния $P_1 V_1 T_1$ в состояние $P_2 V_2 T_2$

$$0 = \Delta U + A ; \Delta U = -A \quad (4.7)$$

Как видно из (4.7), при адиабатическом расширении внутренняя энергия системы уменьшается (за счет уменьшения внутренней энергии совершается работа). Поскольку внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры газа, то при адиабатическом расширении температура газа тоже уменьшается. Следовательно, график адиабатического процесса на диаграмме (p, V) должен пересекать график изотермического процесса (рис. 4.6). Другими словами, на диаграмме (p, V) график адиабатического процесса проходит круче графика изотермического процесса.

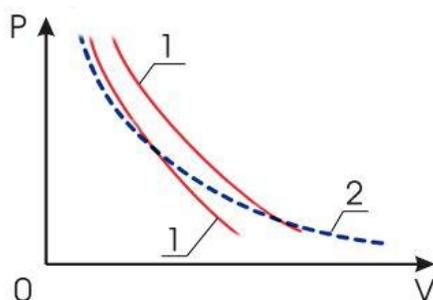


Рис. 4.6. Сравнение графиков изотермических и адиабатических процессов

При адиабатическом сжатии увеличение давления обусловлено не только уменьшением объема газа, как при изотермическом сжатии, но также еще и увеличения температуры. При адиабатическом расширении температура газа уменьшается, поэтому давление газа падает быстрее, чем при изотермическом расширении.

Работа, совершаемая газом при адиабатическом расширении равна площади, под графиком и она меньше, чем работа при изотермическом расширении. Это объясняется тем, что при адиабатическом расширении происходит охлаждение газа, тогда как при изотермическом расширении температура поддерживается постоянной за счет притока извне эквивалентного количества теплоты.

Поскольку адиабата пересекает все изотермы данной термодинамической системы, возможен адиабатический переход с одной изотермы на другую, путём сжатия или разрежения газа. А посредством изотермического изменения объёма возможен переход с одной адиабаты на другую. Из этих двух процессов можно построить циклический процесс, состоящий из двух изотерм и двух адиабат. Такой процесс называется циклом Карно (Рис.4.7).

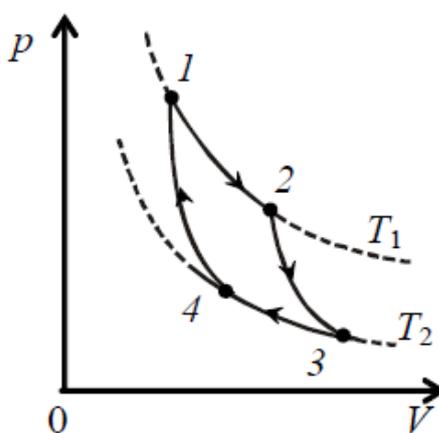


Рис. 4.7. Цикл Карно

Между двумя изотермами с температурами T_1 и T_2 на диаграмме (p, V) возможны различные пути перехода (рис. 4.5). Поскольку для всех таких переходов изменение температуры $\Delta T = T_2 - T_1$ одинаково, следовательно, одинаково изменение ΔU внутренней энергии. Однако, совершённые при этом работы A и полученные в результате теплообмена количества теплоты Q окажутся различными для разных путей перехода.

Отсюда следует, что у газа имеется бесчисленное количество теплоемкостей. Теплоемкости C_p и C_v – это лишь частные (и очень важные для теории газов) значения теплоемкостей.

4.5. Политропические процессы

Политропическими процессами называются термодинамические процессы, в которых теплоемкость газа остается неизменной ($C = \text{const}$).

Все *изопроцессы* в идеальном газе являются частным случаем этого более общего процесса. Политропический процесс имеет обобщающее значение, так как охватывает всю совокупность основных термодинамических процессов.

Уравнение политропического процесса (политропы) (4.8) было получено в результате обобщения опытных данных по изучению изопроцессов в идеальном газе.

$$pV^n = \text{const}, \quad (4.8)$$

где n – показатель политропы, $n = \frac{C - C_p}{C - C_V}$.

Адиабатный процесс происходит без теплообмена с окружающей средой. Поэтому для этого процесса $C_{\text{ад}} = 0$, а уравнение адиабаты имеет вид

$$pV^\gamma = \text{const}, \quad (4.9)$$

где $n = \gamma = \frac{C_p}{C_V} = \text{const}$

Для других изопроцессов значения теплоёмкости C и показателя политропы n приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1.
Значения теплоемкости C изопроцессов и показателя политропы n

Процесс	C	n	Уравнение процесса
$T = \text{const}$	$\pm\infty$	1	$PV = \text{const}$
$p = \text{const}$	C_p	0	$V/T = \text{const}$
$V = \text{const}$	C_V	$\pm\infty$	$P/T = \text{const}$
$Q = 0$	0	$\gamma = \frac{C_p}{C_V}$	$pV^\gamma = \text{const}$

В случае изотермического процесса $\Delta T = 0$, поэтому $C_T = \infty$, $n = 1$. В изохорическом процессе для одноатомного газа $C_V = (3/2)R$, $n = \infty$. В изобарическом процессе $C_p = C_V + R$, $n = 0$. В адиабатическом процессе $\Delta Q = 0$, следовательно, $C_{\text{ад}} = 0$, $n = \gamma$.

4.6. Обратимые и необратимые процессы

Рассмотрим изолированную материальную систему, т.е, такую, которая сохраняет постоянное количество вещества, но может взаимодействовать с внешней средой или посредством процессов теплопередачи, или совершая работу. Такую систему можно назвать изолированной в материальном

отношении или закрытой. Какие бы процессы в такой системе ни протекали, можно вернуть ее в исходное состояние, воздействуя извне.

Обратимые процессы представляют известную идеализацию реально происходящих процессов. Например, процессы теплопередачи могут происходить обратимо лишь тогда, когда разность температур между телом, передающим энергию («нагревателем») и телом, получающим энергию («холодильником») бесконечно мала (в пределе равна нулю). Работа сжатия тела может совершаться обратимо тогда, когда давление внешней среды на тело и давление тела на внешнюю среду бесконечно мало отличаются друг от друга (в пределе одинаковы). Эти примеры показывают, что процессы тогда протекают обратимо, когда они происходят в условиях равновесия. **Следовательно, они идут бесконечно медленно.** Тем не менее, в классической термодинамике эти процессы играют очень важную роль, так как они показывают принципиальную возможность перевести систему из одного состояния в другое обратимым путем, а время не входит в число параметров термодинамики (классической). В тех случаях, когда в эксперименте требуется производить измерения в условиях обратимости протекания процесса, это делается с известным приближением, удовлетворяющим достижению необходимой точности.

Определение. Обратимый процесс – равновесный термодинамический процесс, который может проходить как в прямом, так и в обратном направлении, проходя через одни и те же равновесные состояния, причем система возвращается в исходное состояние без затрат энергии, и в окружающей среде не остается макроскопических изменений.

Другими словами, процесс называется обратимым, если он допускает возвращение рассматриваемой системы из конечного состояния в исходное через ту же последовательность промежуточных состояний, что и в прямом процессе, но проходимость в обратном порядке. **При этом в исходное состояние возвращается не только система, но и среда. Обратимый процесс возможен, если и в системе, и в окружающей среде он протекает равновесно.** При этом предполагается, что равновесие существует между отдельными частями рассматриваемой системы и на границе с окружающей средой.

Обратимый процесс - идеализированный случай, достижимый лишь при бесконечно медленном изменении термодинамических параметров. Скорость установления равновесия должна быть больше, чем скорость рассматриваемого процесса. Если невозможно найти способ вернуть и систему, и тела в окружающей среде в исходное состояние, процесс изменения состояния системы называется необратимым.

Необратимые процессы могут протекать самопроизвольно только в одном направлении. Примером необратимых процессов является **диффузия**, теплопроводность, вязкое течение и др.

5. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Для состояния термодинамического равновесия молекулярно-кинетическая теория устанавливает следующее соотношение между средней кинетической энергией $\bar{\varepsilon}$ поступательного движения молекулы и абсолютной температурой T :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} kT \quad (5.1)$$

Величина кинетической энергией $\bar{\varepsilon}$ поступательного движения остается неизменной и для многоатомных молекул.

Внутренняя энергия 1 моля одноатомного идеального газа равна произведению $\bar{\varepsilon}$ на число Авогадро N_A :

$$U = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT$$

В изохорном процессе при изменении температуры на ΔT внутренняя энергия 1 моля одноатомного идеального газа изменяется на величину

$$\Delta U = \frac{3}{2} R \Delta T = C_V \Delta T$$

Коэффициент пропорциональности между ΔU и ΔT равен теплоемкости C_V при постоянном объеме:

$$C_V = \frac{3}{2} R = 12,47 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К} \quad (5.2)$$

Соотношение (5.2) хорошо подтверждается в экспериментах с газами, состоящими из одноатомных молекул (гелий, неон, аргон). Однако, для двухатомных (водород, азот) и многоатомных (углекислый газ) газов это соотношение не согласуется с экспериментальными данными. Причина такого расхождения состоит в том, что для двух- и многоатомных молекул средняя кинетическая энергия должна включать не только энергию поступательного движения, но и энергию вращательного движения молекул.

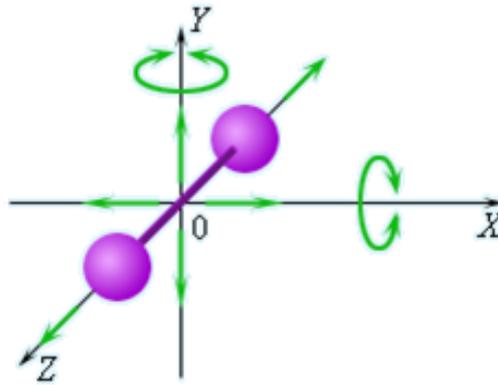


Рис. 5.1. Модель двухатомной молекулы. Точка О совпадает с центром масс молекулы

На рис. 5.1 изображена модель двухатомной молекулы. Молекула участвует в следующих видах движения:

1. Поступательное движение центра масс (точка О на рис. 5.1).
2. Вращательное движение.
3. Атомы молекулы могут совершать колебательные движения.

Третий вид движения при невысоких температурах практически отсутствует. **Одновременные** независимые перемещения в системе координат XYZ могут быть у центра масс молекулы, который совершает поступательное движение, и может перемещаться вдоль 3х координат и молекула может вращаться вокруг 2х координат X и Y.

Согласно классической теории теплоёмкости энергия 2х атомной молекулы между различными независимыми перемещениями (поступательными и угловыми) распределяется поровну:

$$\langle \varepsilon \rangle_x^{\text{ПОСТ}} = \langle \varepsilon \rangle_y^{\text{ПОСТ}} = \langle \varepsilon \rangle_z^{\text{ПОСТ}} = \langle \varepsilon \rangle_{OX}^{\text{ВРАЩ}} = \langle \varepsilon \rangle_{OY}^{\text{ВРАЩ}} .$$

Минимальное число независимых перемещений молекулы называется числом степеней свободы i . Если система молекул находится в тепловом равновесии при температуре T , то средняя кинетическая энергия равномерно распределена между всеми степенями свободы и для каждой степени свободы молекулы она равна $\frac{1}{2}kT$ где k – постоянная Больцмана. Для 1- атомной $\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2}kT$, для 2-атомной $\langle \varepsilon \rangle = \frac{5}{2}kT$, для 3-атомной $\langle \varepsilon \rangle = \frac{6}{2}kT$.

Механическая энергия любой молекулы идеального газа – это кинетическая энергия ее движения, так как потенциальное взаимодействие между такими молекулами отсутствует. Энергия движения молекулы

определяется, в свою очередь, энергией ее поступательного движения $W_{\text{пост}}$, энергией ее вращения $W_{\text{вращ}}$ и энергией колебания атомов в молекуле $W_{\text{кол}}$.

Будем рассматривать в дальнейшем только молекулы, состоящей из атомов с «жесткой» связью между собой, которые не совершают колебаний, т.е. $W_{\text{кол}} = 0$. Следовательно энергия движения молекулы равна

$$W_{\text{к}} = W_{\text{пост}} + W_{\text{вращ}}.$$

Одноатомную молекулу идеального газа можно представить в виде твердого шарика микроскопических размеров. Положение одноатомной молекулы в пространстве определяется набором трех независимых переменных – координат центра масс молекулы-шарика x, y, z (рис. 5.1). Можно сказать, что такая молекула способна совершать в пространстве три независимых перемещения вдоль координат XYZ . Вращением шарика вокруг любого из его диаметров при этом можно пренебречь, так как поворот шарика вокруг диаметра не изменяет его положения в пространстве.

Многоатомную молекулу идеального газа можно представить в виде твердых шариков, соединённых «жесткими» связями. Положение многоатомной молекулы в пространстве определяется набором трех независимых переменных – координат центра масс молекулы XYZ и координатами $\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$ углов поворота вокруг осей XYZ (рис. 5.1).

Из статистической теории следует, что ввиду хаотичности теплового движения все направления скорости молекулы равновероятны. Кинетическая энергия поступательного движения молекулы вдоль координатных осей XYZ и кинетическая энергия вращательного движения молекулы вокруг координатных осей XYZ в среднем одинаковы. Эти шесть направлений движения молекулы являются независимыми. *Больцман предположил, что каждому независимому перемещению молекулы соответствует одна и та же энергия. Следовательно, с учетом формулы (5.1) можно сделать вывод, что каждому из трех поступательных движений и каждому из трех вращательных движений многоатомной молекулы соответствует энергия $\bar{\epsilon}_i = \frac{1}{2} kT$.*

Какие выводы следуют из этого закона для многоатомных молекул? Рассмотрим двухатомную молекулу (H_2, O_2, CO, N_2), выбрав оси координат таким образом, чтобы одна из осей совпадала с продольной осью молекулы (рис. 5.1).

Двухатомная молекула может совершать пять независимых перемещений в пространстве: три поступательных вдоль осей координат и

два вращательных вокруг двух осей. Поворот молекулы вокруг третьей оси координат (оси OX на рис.5.1) не приводит к изменению ее положения в пространстве.

Следовательно средняя кинетическая энергия двухатомной молекулы равна

$$\bar{\varepsilon} = \frac{5}{2}kT;$$

Трехатомная или многоатомная молекула может совершать шесть независимых перемещений в пространстве: три поступательных вдоль осей координат и три вращательных вокруг трех осей.

Следовательно средняя кинетическая энергия трехатомной или многоатомной молекулы равна

$$\bar{\varepsilon} = \frac{6}{2}kT;$$

Для одного моля одноатомного идеального газа внутренняя энергия равна:

$$U = \frac{3}{2}kN_A T = \frac{3}{2}RT,$$

где $R=8,314$ Дж/(моль К), $N_A=6,023 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹

Для одного моля двухатомного идеального газа внутренняя энергия равна:

$$U = \frac{5}{2}kN_A T = \frac{5}{2}RT,$$

Для одного моля трехатомного или многоатомного идеального газа внутренняя энергия равна:

$$U = \frac{6}{2}kN_A T = \frac{6}{2}RT,$$

Из приведенных выше формул следует также, что молярные теплоемкости газов C_p и C_v и их отношение γ могут иметь различные значения в зависимости от числа атомов в молекулах газа.

Для газа, состоящего из **одноатомных молекул**

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{3+2}{3} = \frac{5}{3} = 1,66.$$

Для газа, состоящего из **двухатомных молекул**

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{5+2}{5} = \frac{7}{5} = 1,4.$$

Для газа, состоящего из **трехатомных и многоатомных молекул**

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{6+2}{6} = \frac{8}{6} = 1,33.$$

Экспериментально измеренные теплоемкости многих газов при обычных условиях достаточно хорошо согласуются с приведенными выражениями. Однако, в целом, классическая теория теплоемкости газов не может считаться вполне удовлетворительной. Существует много примеров значительных расхождений между теорией и экспериментом. Это объясняется тем, что классическая теория не в состоянии полностью учесть энергию, связанную с внутренними движениями в молекуле.

В твердом теле. Атомы, входящие в состав кристаллической решетки, совершают колебания около положений равновесия. Энергия этих колебаний и представляет собой внутреннюю энергию твердого тела. Каждый атом в кристаллической решетке может колебаться в трех взаимно перпендикулярных направлениях вдоль координат XYZ, начало которых находится в центре атома. При гармонических колебаниях средняя кинетическая энергия равна средней потенциальной энергии. Таким образом, полная энергия колебания вдоль каждой оси равна удвоенному значению кинетической энергии атома. Поэтому в соответствии с утверждением о равномерном распределении энергии атома (молекулы) по всем видам движения на каждое колебательное движение вдоль осей XYZ приходится средняя энергия kT , а на один атом – $3kT$. **Внутренняя энергия** 1 моля твердого вещества равна:

$$U = 3N_A kT = 3RT.$$

Поэтому молярная теплоемкость вещества в твердом состоянии равна:

$$C = 3R = 25,12 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}.$$

Это соотношение называется *законом Дюлонга–Пти*. Для твердых тел практически не существует различия между C_p и C_V из-за ничтожно малой работы при расширении или сжатии. Опыт показывает, что у многих твердых тел (химических элементов) молярная теплоемкость при обычных температурах действительно близка к $3R$. Однако, при низких температурах наблюдаются значительные расхождения между теорией и экспериментом. Это показывает, что гипотеза о равномерном распределении энергии по различным видам и направлениям является приближением. Наблюдаемая на опыте зависимость теплоемкости от температуры может быть объяснена только на основе квантовых представлений.

Выводы.

1. Сочетание классической теории теплоемкости и термодинамики даёт возможность расчёта величин C_p , C_V и γ .
2. Результаты расчета показателя адиабаты.
Для одноатомных газов

$$\gamma = \frac{5}{3} = 1,666.$$

Экспериментальные значения для гелия $\gamma = 1,66$, для неона $\gamma = 1,64$ близки к теоретическим значениям.

Для двухатомных газов

$$\gamma = \frac{7}{5} = 1,40.$$

Экспериментальные значения для азота $\gamma = 1,404$, для кислорода $\gamma = 1,401$ близки к теоретическим значениям.

Для трехатомных и многоатомных газов

$$\gamma = \frac{8}{6} = 1,333.$$

Экспериментальные значения для паров воды H_2O $\gamma = 1,330$, для метана CH_4 $\gamma = 1,320$ близки к теоретическим значениям.

3. Классическая теория теплоёмкости идеального газа приводит к уравнению Майера для моля газа:

$$C_p - C_V = R.$$

4. Умножая уравнение Майера на ΔT , и используя уравнение Менделеева-Клайперона для двух состояний в изобарном процессе

$$p\Delta V = R\Delta T,$$

можно получить выражение первого начала термодинамики для изобарного процесса в виде:

$$C_p\Delta T = C_v\Delta T + p\Delta V,$$

где $C_p\Delta T = \Delta Q$, $C_v\Delta T = \Delta U$, $p\Delta V = A$

5. Если принять $\Delta T = 1\text{K}$, можно считать, что уравнение Майера в виде $C_p = C_v + R$ является первым законом термодинамики для одного моля газа в изобарном процессе, где R – это работа одного моля газа в изобарном процессе при его нагревании на 1К.

Существуют экспериментальные методы определения теплоёмкости газов C_p (например метод протока см. лабораторная работа №2Т) при постоянном давлении и показателя адиабаты γ в условиях невысоких давлений и температур (см. лабораторная работа №3Т). Величину теплоёмкости газа C_v при постоянном объеме определить опытным путём технически сложно из-за малой теплоемкости газа по сравнению с теплоемкостью стенок сосуда, в котором находится газ.

Газы при невысоких давлениях и температурах можно приближённо считать идеальными. Определив опытным путём C_p и $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$, можно рассчитать величину C_v :

$$C_v = \frac{C_p}{\gamma}.$$

Подстановка найденных из опыта значений C_p и C_v в уравнение Майера, является не только экспериментальной проверкой этого уравнения, но и косвенной проверкой первого закона термодинамики для газа.

Основным экспериментальным методом определения показателя адиабаты является метод Клемана –Дезорма. Однако этот метод имеет ряд недостатков, основными из которых являются:

- исследуемый процесс в этом методе, строго говоря, не является адиабатным, так как стеклянный сосуд, используемый в опыте не

теплоизолирован от окружающей среды. В учебной лаборатории нами используется этот метод определения показателя адиабаты для воздуха в связи с его простой реализацией. При этом было уменьшено время процесса до 0,1сек. и, следовательно, сведены к минимуму тепловые потери через стенки емкости в окружающую среду.

- показатель адиабаты в процессе определяется не методом прямых измерений зависимости $p = f(V)$, а косвенным методом.

Недостатки классической теории теплоёмкости заключаются в следующем:

1. Классическая теория теплоёмкости приводит к выводу о независимости теплоемкости от температуры в то время, как данные экспериментов показывают, что для всех веществ, в том числе и для газов, теплоемкость растет с увеличением температуры (рис.5.2).

2. Классическая теория теплоёмкости основана на том, что к атомам и молекулам применимы законы классической ньютоновской механики, для которой можно применить теорему о равном распределении энергии по степеням свободы (то есть по независимым перемещения атомов и молекул).

3. Если в классической теории теплоемкости для газов считается что вся теплота, при нагревании, идёт на увеличение энергии поступательного движения и вращения молекул, то у твердых тел она идет полностью (или почти полностью) на увеличение колебательной энергии составных частей кристаллической решетки около положений равновесия. Это учитывается в квантовой теории теплоёмкости.

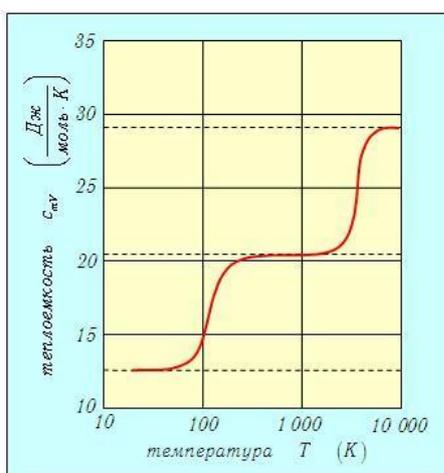


Рис. 5.2. График зависимости $C_v = f(T)$ для молекулярного водорода

На участках, где C_v не зависит от температуры $C_v = \frac{3}{2}R$, $C_v = \frac{5}{2}R$, $C_v = \frac{7}{2}R$

соответственно. На нелинейных участках происходит постепенное «включение» вращательных и колебательных движений атомов в молекуле водорода.

Теплоёмкость жидкости.

Тепловое движение молекул в **жидкости**, как и в твердом теле, в основном сводится к колебаниям около временных положений равновесия. Поэтому **теплоёмкость** вещества в жидком состоянии обычно мало отличается от его теплоёмкости в твердом состоянии.

Если классической теорией теплоёмкости для газов считается, что вся теплота, при нагревании, идёт на увеличение энергии поступательного движения и вращения молекул, то у жидкостей и твердых тел она идет полностью (или почти полностью) на увеличение колебательной энергии составных частей кристаллической решетки около положений равновесия. Это учитывается в квантовой теории теплоёмкости.

Теплоёмкость твёрдого тела.

В основе классической теории теплоёмкости твердых тел *лежит закон равномерного распределения* энергии по степеням свободы. Однородное твердое тело рассматривается как система независимых друг от друга частиц, имеющих три степени свободы и совершающих тепловые колебания с одинаковой частотой. Классическая теория говорит, что теплоёмкость одного моля любого твёрдого тела равна $3R$.

Как и для газов, *классическая теория теплоемкостей твердых тел* приводит к постоянному значению молярной теплоёмкости $C_{v,m} = 3R$ не зависящему от температуры, что противоречит опытным данным (рис. 5.3).

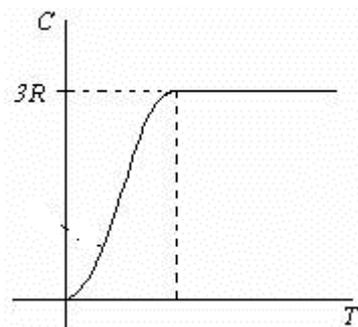


Рис. 5.3. График зависимости $C_v = f(T)$ для твердого тела

Теплота при нагревании твердых тел идет полностью (или почти полностью) на увеличение колебательной энергии составных частей кристаллической решетки около положений равновесия. Это учитывается в квантовой теории теплоёмкости. Экспериментальные данные о теплоемкости твердых тел показывают, что при сравнительно хорошем согласии результатов *классической теории теплоемкости твердых тел* с экспериментальными данными, полученными для таких, например, веществ, как алюминий, железо, золото, медь и ряд других, встречаются примеры резкого расхождения теории с экспериментом. Так, атомные теплоемкости бора и углерода в твердом состоянии значительно отличаются от значений, предсказываемых классической теорией.

6. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

Рассмотренные примеры политропических процессов широко применяются в термодинамических циклах тепловых двигателей. **Тепловой двигатель** - устройство, в котором осуществляется преобразование внутренней энергии топлива в механическую энергию.

На рис. 6.1 изображены циклы, используемые в бензиновом, в дизельном и паровом двигателях. В первом и втором случаях рабочим телом является смесь паров бензина или дизельного топлива с воздухом. Цикл карбюраторного двигателя внутреннего сгорания состоит из двух изохор 1–2, 3–4 и двух адиабат 2–3, 4–1. Дизельный двигатель внутреннего сгорания работает по циклу, состоящему из двух адиабат 1–2, 3–4, одной изобары 2–3 и одной изохоры 4–1. Реальный коэффициент полезного действия у карбюраторного двигателя порядка 30%, у дизельного двигателя – порядка 40 %.

Идеальный цикл лишь приблизительно описывает процессы, происходящие в реальном двигателе, но для технических расчётов в большинстве случаев точность такого приближения удовлетворительна.

КПД цикла Отто

$$\eta = 1 - \frac{1}{n^{\gamma-1}} \text{ где } n = \frac{V_1}{V_2} \text{ — степень сжатия,}$$

- 1–2 изохорный подвод теплоты к рабочему телу;
- 2–3 адиабатное расширение рабочего тела;
- 3–4 изохорное охлаждение
- 4–1 адиабатное сжатие рабочего тела; рабочего тела.

КПД цикла Дизеля

$$\eta = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{(m^\gamma - 1)}{(m - 1)} \frac{1}{n^{\gamma-1}}$$

- 1—2 адиабатное сжатие рабочего тела;
- 2—3 изобарный подвод теплоты к рабочему телу;
- 3—4 адиабатное расширение рабочего тела;
- 4—1 изохорное охлаждение рабочего тела.

степень сжатия

$$n = V_1/V_2$$

коэффициент предварительного расширения

$$m = V_3/V_2$$

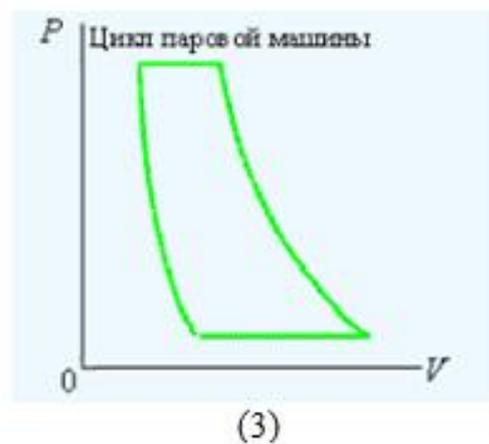
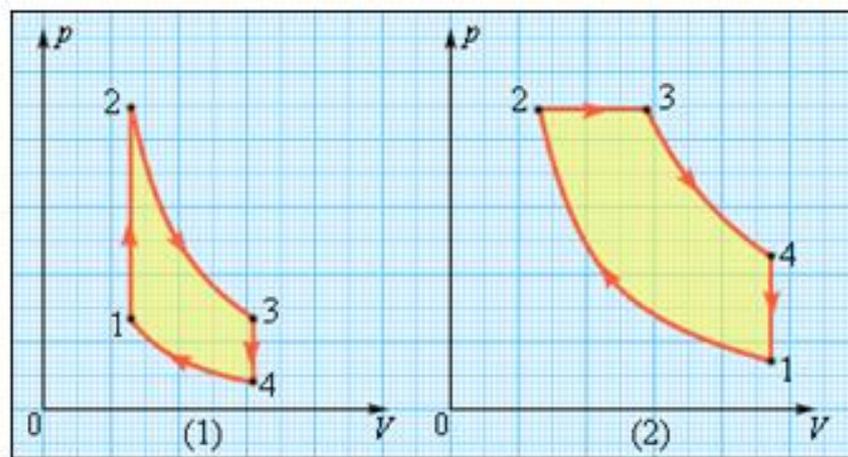


Рис. 6.1. Циклы двигателя внутреннего сгорания (1), дизельного двигателя (2) и паровой машины (3)

Идеальный цикл паровой машины (цикл Ренкина) состоит из следующих процессов (рис. 6.2):

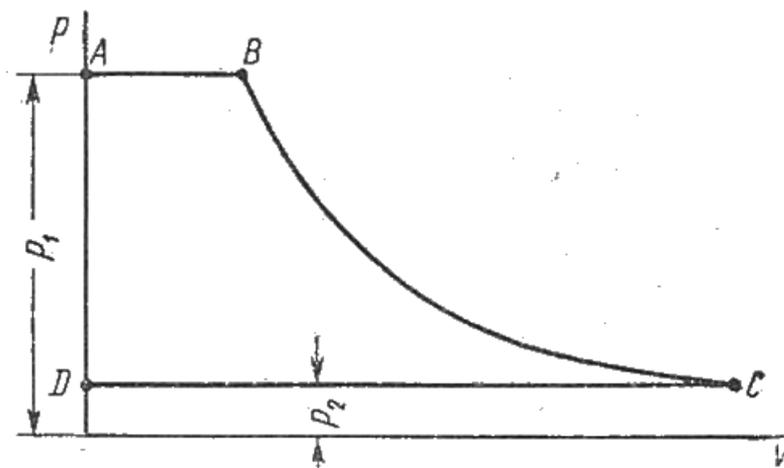


Рис. 6.2. Цикл Ренкина

- 1) испарения воды при постоянном давлении $p_1 = \text{const}$ (линия AB);
- 2) адиабатного расширения пара от давления p_1 до давления p_2 (линия BC);
- 3) конденсации пара при постоянном давлении $p_2 = \text{const}$ (линия CD);
- 4) повышения давления воды от p_2 до p_1 (линия DA).

Рассмотренные процессы парообразования, расширения, конденсации и сжатия воды происходят в одном и том же цилиндре. В действительности процесс парообразования происходит в паровом котле, процесс же конденсации пара — в конденсаторе, куда поступает отработавший пар. В этом случае в цилиндре вместо процесса парообразования происходит выпуск пара (линия AB), а вместо процесса конденсации — выпуск пара (линия CD).

Рассмотрим подробнее термодинамические циклы двигателей и их КПД. В 1824 году французский инженер С. Карно рассмотрел круговой процесс, состоящий из двух изотерм и двух адиабат, который сыграл важную роль в развитии учения о тепловых процессах. Он называется циклом Карно (рис. 6.3).

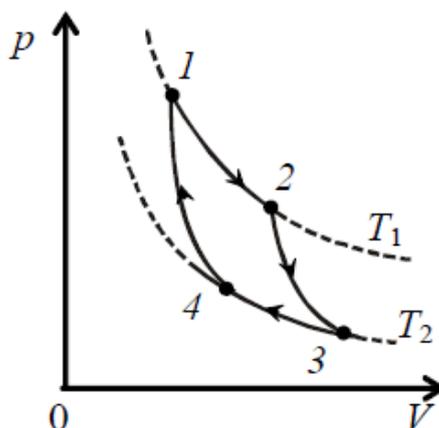


Рис. 6.3. Цикл Карно

Если мы приложим горячее тело к телу, обладающему более низкой температурой, то возникает тепловой поток. Тепло идет от горячего тела

к холодному и чтобы повернуть поток тепла вспять нужно слегка изменить температуру какого-нибудь одного тела. Аналогом идеальной машины без трения может служить устройство, в котором бесконечно малые изменения температуры могут повернуть тепловой поток вспять. Если разность температур конечна, то это невозможно. Но если тепло течет между двумя телами практически при одинаковой температуре и достаточно бесконечно малого изменения температуры, чтобы поток тепла повернул в любом направлении, то поток считается обратимым. Итак, оказалось, что **идеальной тепловой машиной является так называемая обратимая машина**, в которой любой процесс обратим в том смысле, что малейшее изменение условий работы могут заставить машину работать в обратном направлении. Это означает, что машина не должна ни в каком месте иметь трения. **В такой машине не должно быть также места, где тепло резервуара или пар котла прямо соприкасалось бы с каким-то более холодными или более горячими частями.**

В механической машине на трение расходуется часть полезной работы. С. Карно по аналогии с механической машиной считал, что в тепловой машине «бесполезно тратится теплород» в том случае, *когда два тела разной температуры приводятся в соприкосновение и тепло просто перетекает от нагретого тела к холодному, не совершая никакой работы.* Если подобной ситуации избежать, то, превратив теплоту в движение или механическую работу (что, по существу, одно и то же), можно использовать полученное движение и снова превратить его в теплоту. Этот процесс он назвал обратимым циклом. Если удастся добиться, чтобы на любом, самом маленьком участке полного цикла процесс был обратимым, будет создана идеальная тепловая машина, т. е. машина без потерь. Карно мысленно сконструировал идеальную тепловую машину. Неважно, осуществима она в реальности или нет, - главное, чтобы работала в принципе. На современном языке рабочий цикл его идеальной тепловой машины описывается следующим образом:

1. Сначала при постоянной температуре топки T_1 рабочему телу, например, водяному пару сообщают некоторое количество теплоты Q_1 и дают ему расширяться, сохраняя температуру неизменной. Изотермический процесс описывается, как известно, законом Бойля-Мариотта. Вследствие того, что температура пара остается постоянной, его внутренняя энергия не меняется, поэтому вся подведенная теплота Q_1 расходуется на совершение паром работы против внешних сил A_1 . Эта часть процесса описывается изотермой 1 – 2 (рис. 6.3). Все действия на этом этапе должны происходить довольно медленно, чтобы постоянно соблюдались условия равновесного состояния.

2. Затем заставляют теплоту Q_1 работать, "роняя" пар до температуры $T_2 < T_1$. При этом отсутствует передача теплоты во внешнюю среду, что осуществимо, если процесс протекает сравнительно быстро (телопередача требует времени). Пар еще больше расширяется, а его давление и температура уменьшаются (от T_1 до T_2 , соответственно). Процесс, при котором отсутствует теплообмен с внешней средой, называют адиабатическим. В соответствии с первым началом термодинамики на этом этапе работа против внешних сил совершается за счет изменения внутренней энергии пара (адиабата 2 – 3 на рис. 6.3). Итак, эта часть цикла описывается адиабатой. Адиабата более крута, чем изотерма, потому что при адиабатическом расширении уменьшение давления обусловлено не только увеличением объема, но и понижением температуры.

Работа против внешних сил, численно равная уменьшению количества теплоты, содержащейся в паре, прямо пропорциональна разности температур $T_1 - T_2$. В результате адиабатического расширения пар будет обладать температурой T_2 и давлением p_3 .

3. Далее нужно, чтобы пар вернулся в исходное состояние с первоначальными температурой, объемом и давлением. Для этого на третьем этапе его сжимают при постоянной температуре T_2 до некоторого вполне определенного объема. При сжатии пар нагревается, и, чтобы температура его сохранялась неизменной, часть своей теплоты Q_2 он должен отдать холодильнику. Этот процесс является изотермическим (3 – 4 на рис. 6.3). В конце третьего этапа давление пара p_4 будет определяться изменением объема. Поскольку теплота у пара отбирается, то и работа A_3 , совершаемая им, оказывается отрицательной (сжатие происходит вследствие действия внешних сил - в случае паровой машины в их роли выступает давление атмосферы).

4. На четвертом этапе путем дальнейшего, но теперь уже адиабатного сжатия (без отвода теплоты к внешним потребителям), пар нагревают до первоначальной температуры T_1 . Эта часть цикла есть адиабата (4 – 1 на рис. 6.3). Объем пара на изотерме T_2 выбирают таким образом, чтобы после адиабатного сжатия пар оказался в исходной точке цикла.

Нетрудно заметить, что работа, выполняемая на четвертом этапе численно равна работе второго этапа, взятой с обратным знаком. С учетом этого суммарная работа, которая осуществляется в цикле Карно против внешних сил, определяется только процессами, протекающими на первом и третьем этапах.

В описанном рабочем цикле ничто не мешает проделать все указанные операции в обратном порядке. Другими словами, цикл обратим. Тогда при движении вдоль изотермы в противоположном направлении пар будет

расширяться и отбирать тепло у холодильника, а на верхней изотерме, наоборот, - сжиматься и отдавать теплоту нагревателю. Получится холодильная машина, за действие которой заплачено работой внешних сил.

Можно доказать, что при прочих равных условиях именно обратимый цикл производит максимум движущей силы, откуда, в частности, следует, что все мыслимые и немыслимые обратимые тепловые машины (где при температуре T_1 поглощается теплота Q_1 , а при температуре $T_2 < T_1$ отдается теплота Q_2) совершают одну и ту же работу. И эта работа не зависит ни от устройства машины, ни от рабочего вещества, будь то какой-либо газ, пары воды или спирта. Но если удалось хотя бы для одной обратимой машины (пусть совсем абстрактной) найти закон, позволяющий вычислить ее работу, то он будет универсальным для всех веществ! То есть накладываются определенные ограничения: нельзя изобрести такое вещество, чтобы в обратимой тепловой машине оно произвело работу большую, чем допускает цикл Карно.

Итак, цикл Карно на всех стадиях процесса был проведен таким образом, что нигде не было соприкосновения тел с различной температурой. ***Использование изотермических процессов в сочетании с адиабатическими процессами исключало возможность теплопередачи без совершения работы, то есть исключало переход беспорядочного движения молекул одного тела в беспорядочное движение молекул других тел.*** Именно по этой причине идеальный обратимый цикл Карно характеризуется наибольшим значением КПД в заданном интервале температур нагревателя и холодильника. По сути дела, КПД цикла Карно определяет теоретический предел возможных значений КПД тепловой машины для данного температурного интервала.

Как следует из первого закона термодинамики, работа газа при адиабатическом расширении (или сжатии) равна убыли ΔU его внутренней энергии. Для 1 моля газа

$$A = -\Delta U = -C_V (T_2 - T_1),$$

где T_1 и T_2 – начальная и конечная температуры газа. Отсюда следует, что работы, совершенные газом на двух адиабатических участках цикла Карно, одинаковы по модулю и противоположны по знакам.

$$A_{23} = -A_{41}.$$

По определению, коэффициент полезного действия η цикла Карно есть

$$\eta = \frac{A}{Q} = \frac{A_{12} + A_{34}}{Q} = \frac{Q - |Q_2|}{Q} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q}.$$

Только эту относительную часть теплоты можно превратить в работу. Величина η называется также термическим коэффициентом полезного действия. Карно выразил коэффициент полезного действия цикла через температуры нагревателя T_1 и холодильника T_2 :

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (6.1)$$

Цикл Карно замечателен тем, что на всех его участках отсутствует соприкосновение тел с различными температурами. Любое состояние рабочего тела (газа) на цикле является *квазиравновесным*, т. е. бесконечно близким к состоянию теплового равновесия с окружающими телами (тепловыми резервуарами или термостатами). Цикл Карно исключает теплообмен при конечной разности температур рабочего тела и окружающей среды (термостатов), когда тепло может передаваться без совершения работы. Поэтому цикл Карно – наиболее эффективный круговой процесс из всех возможных при заданных температурах нагревателя и холодильника:

$$\eta_{\text{Карно}} = \eta_{\text{max}}$$

Любой участок цикла Карно и весь цикл в целом может быть пройден в обоих направлениях. Обход цикла по часовой стрелке соответствует тепловому двигателю, когда полученное рабочим телом тепло частично превращается в полезную работу. Обход против часовой стрелки соответствует холодильной машине, когда некоторое количество теплоты отбирается от холодного резервуара и передается горячему резервуару за счет совершения внешней работы. Поэтому идеальное устройство, работающее по циклу Карно, называют обратимой тепловой машиной.

Цикл Карно - идеальная машина, и работа ее максимальна. Работа реальной машины со всевозможными потерями заведомо меньше.

Возможно, Карно сам выполнил бы всю работу до конца, если бы не ранняя смерть (в 36 лет). Интересно еще отметить, что у Карно приведенные рассуждения не сопровождалось ни расчетами, ни графиками. Его книга была опубликована в 1824 г., но никакого резонанса не получила.

Лишь через десять лет, в 1834 г., Эмиль Клапейрон ввел все необходимые обозначения, проделал описанные словами вычисления и построил диаграммы. Последний фактор особенно важен потому, что Клапейрон был великолепным математиком, свободно владеющим аппаратом дифференциального и интегрального исчисления. Имеется предположение, что Клапейрон был лично знаком с Карно. Графики процессов были впервые

применены Клапейроном, для того чтобы наглядно представить ход рассуждений Карно.

Можно ли создать и применить тепловую машину, работающую по циклу Карно? В реальных двигателях не удастся осуществить цикл, состоящий из идеальных изотерм и адиабат.

Назовем основные причины, из-за которых КПД реальных циклов всегда ниже, чем КПД идеального цикла Карно:

- ***Процессы в двигателях происходят быстро, что приводит к нарушению изотермичности процессов. Температура рабочего тела (например, газа) в результате быстрого расширения понижается, а в результате сжатия повышается так как подвод тепла от нагревателя к газу не компенсирует убыль внутренней энергии газа вследствие расширения.***
- ***При наличии стенки между рабочим телом и нагревателем, а также между рабочим телом и холодильником возникает разность температур на стенке, которая создает необратимость процесса теплопередачи.***
- ***Материалы, из которых изготавливаются стенки цилиндра и поршень, не являются идеальными теплоизоляторами и по этой причине нарушается адиабатичность процессов.***

Вместе с тем рассмотрение идеального цикла Карно имеет большое значение, поскольку указывает пути повышения к.п.д. тепловых двигателей. Из формулы (6.1) видно, что к.п.д. двигателей тем больше, чем выше температура нагревателя и чем ниже температура холодильника.

В современных двигателях к.п.д. обычно увеличивают за счет повышения температуры нагревателя. В мощных паровых турбинах в настоящее время используется пар, температура которого достигает 600°C . В газовых турбинах температура газа достигает 900°C . Дальнейшее повышение температуры нагревателя ограничивается жаростойкостью используемых материалов.

7.ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Теплопередача - самопроизвольный необратимый процесс переноса энергии от более нагретых тел или участков тела к менее нагретым. Теплопередача является способом изменения внутренней энергии тела или системы тел без совершения механической работы. Теплопередача определяет и сопровождает процессы в природе, в технике и в быту.

Определение 1. Передачей теплоты или теплопередачей называется такой процесс, при котором внутренняя энергия одних тел уменьшается, а других, соответственно, увеличивается, при этом механическая энергия этих

тел не изменяется и работа (макроскопическая) не совершается. Понятие количество теплоты вводится для характеристики процесса теплопередачи.

Определение 2. Количеством теплоты Q называется то изменение внутренней энергии тела, которое происходит при теплопередаче.

Различают три вида теплопередачи: *теплопроводность, конвекция и излучение.*

7.1. Теплопроводность. Закон Фурье

Определение. *Теплопроводность* - перенос энергии от более нагретых участков тела к менее нагретым за счет теплового движения и взаимодействия микрочастиц (атомов, молекул, ионов и т.п.), которые приводят к выравниванию температуры тела.

При теплопроводности перенос энергии осуществляется в результате столкновений частиц (молекул, атомов, электронов), обладающих большей энергией теплового движения, с частицами меньших энергий. Теплопроводность характерна как для твердых веществ, так и для жидкостей и газов.

Теплопроводность различных веществ разная. Металлы обладают самой высокой теплопроводностью, причем у разных металлов теплопроводность отличается. Жидкости обладают меньшей теплопроводностью, чем твердые тела, а газы меньшей, чем жидкости. В газах теплопроводность низкая, так как вероятность столкновения частиц газа невелика.

Когда нагревается холодная вода в кастрюле, поставленной на горячую плиту, происходит передача теплоты через металлические стенки кастрюли. От чего зависит количество теплоты, передаваемой через стенку или слой вещества? Прежде всего, от разности температур по обе стороны стенки. Чем эта разность больше, тем большее количество теплоты передается через стенку за определенный промежуток времени. Это количество теплоты зависит также от площади нагреваемой части стенки. Вода в кастрюле с большим дном нагревается, как известно из опыта, быстрее, чем то же количество воды в кастрюле с меньшей площадью дна. Далее, легко убедиться на опыте, что количество теплоты, передаваемой за единицу времени через стенку при определенной разности температур, тем больше, чем *тоньше* стенка. Наконец, теплопередача за счет теплопроводности сильно зависит от материала стенки. Для характеристики различных материалов в отношении теплопередачи пользуются *понятием коэффициента теплопроводности.*

Определение. Коэффициентом теплопроводности называют величину, показывающую, какое количество теплоты передаётся за одну секунду

сквозь единичную площадь стенки толщиной в единицу, при разности температур между поверхностями стенки 1 К.

Если, например, коэффициент теплопроводности равен 60 Дж/(м · с · К), то это означает, что через каждый квадратный метр железной стенки при разности температур 1К и при толщине стенки 1 м передается 210 Дж в течение 1 секунды.

Согласно *гипотезе Фурье* в сплошной изотропной среде количество теплоты ΔQ , переносимое за счет теплопроводности через поверхность S за время Δt в направлении оси x , пропорционально градиенту температуры $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ (закон Фурье):

$$\Delta Q = -\lambda \frac{\Delta T}{\Delta x} S \Delta t, \quad (7.1)$$

где *коэффициент пропорциональности* λ называется коэффициентом теплопроводности среды; Δx — расстояние между точками среды вдоль оси x с разностью температур ΔT . Знак минус указывает на то, что теплота передается в направлении уменьшения температуры.

Количество теплоты, прошедшее в единицу времени через единицу изотермической поверхности, называется плотностью теплового потока:

$$q = \frac{\Delta Q}{S \Delta t} = -\lambda \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (7.2)$$

Закон Фурье применим для описания теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел, различие будет только в коэффициентах теплопроводности.

Значения коэффициента теплопроводности для различных веществ определяются из справочных таблиц, построенных на основании экспериментальных данных.

Коэффициент теплопроводности любого вещества зависит от его агрегатного состояния, температуры и давления.

7.2. Теплопроводность газов

Из молекулярно-кинетической теории идеального газа можно получить выражение для его коэффициента теплопроводности:

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \bar{l} c_v. \quad (7.3)$$

Здесь ρ — плотность газа; \bar{v} — средняя скорость теплового движения молекул; \bar{l} — средняя длина свободного пробега молекул; c_v — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме. Анализ (2) показывает, что коэффициент теплопроводности исследуемого газа не зависит от давления и

Приложение 1.2.

является функцией только температуры.

Для идеального газа справедливы соотношения:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}; \quad \bar{l} = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma},$$

где m_0 — масса молекулы газа; k — постоянная Больцмана; n — концентрация молекул; σ — эффективное сечение столкновений молекул. Подставив выражения для средней скорости и средней длины свободного пробега молекул в формулу (7.3), получаем:

$$\lambda = \text{const} \frac{c_v}{\sigma} \sqrt{T}. \quad (7.4)$$

Для реальных газов коэффициент теплопроводности с увеличением температуры растет быстрее, чем это следует из (7.4). Это связано с увеличением c_v и уменьшением σ с ростом температуры. Из опытов следует, что для многих газов

$$\lambda = \text{const} T^\alpha,$$

где α принимает значения от 0,7 до 1.

Наихудшими проводниками теплоты являются газы. Коэффициент теплопроводности газов возрастает с увеличением температуры и составляет $0,006 \div 0,6$ Вт/(м·К). Следует отметить, что верхнее значение относится к гелию и водороду, коэффициент теплопроводности которых в 5—10 раз больше, чем у других газов. Коэффициент теплопроводности воздуха при 0°C равен $0,0244$ Вт/(м·К).

Для жидкости $\lambda = 0,07 \div 0,7$ Вт/(м·К) и, как правило, уменьшается с увеличением температуры. Коэффициент теплопроводности воды с увеличением температуры возрастает до максимального значения $0,7$ Вт/(м·К) при $t = 120^\circ\text{C}$ и дальше уменьшается.

Наилучшими проводниками теплоты являются металлы, у которых $\lambda = 20 \div 418$ Вт/(м·К). Самый теплопроводный металл — серебро. Для большинства металлов коэффициент теплопроводности убывает с возрастанием температуры, а также при наличии разного рода примесей. Поэтому коэффициент теплопроводности легированных сталей значительно ниже, чем чистого железа.

Материалы с $\lambda < 0,25$ Вт/(м·К), обычно применяемые для тепловой изоляции, называют теплоизоляционными. Большинство теплоизоляционных и строительных неметаллических материалов имеют пористое строение, что не позволяет рассматривать их как сплошную среду.

Теплоизоляционные строительные материалы - минеральная вата и изделия из нее, ячеистые бетоны, асбестовые материалы, пеностекло, вспученные перлит и вермикулит, древесноволокнистые плиты, камышит, фибролит и др.

Примеры теплоизоляционных материалов, например пенопласт, пуховик, Рисунки с пузырьками воздуха. Мех и оперение животных и птиц.

7.3. Теплопроводность твердых тел

Тепловое движение частиц твердого тела, как конденсированной среды, отлично от движения частиц газов. Частицы твердого тела, связанные между собой силами взаимодействия, которые зависят от расстояния, совершают колебания около положений равновесия в узлах кристаллической решетки. На основе этой модели разработана теория теплоемкости и теплопроводности твердого тела. Знание величин теплоемкости и коэффициента теплопроводности твердого тела необходимо для инженерных расчетов при создании новых машин, расчете их коэффициента полезного действия. Также они нужны в строительстве для расчета тепловых свойств строений, их теплоизоляционных свойств.

Рассмотрим основные механизмы переноса тепла в твердом теле. В общем случае, перенос тепла в твердом теле осуществляется двумя типами носителей: электронами проводимости и коллективными колебаниями атомов в кристаллической решетке, так называемый фононный механизм теплопроводности. В диэлектриках передача энергии, сопровождающая теплопроводность, осуществляется через механизм, описываемый в представлении о фононах. Теплопроводность металлов складывается из теплопроводности фононной (теплопроводность решетки) и электронной.

Механизм переноса тепла в твердом теле вытекает из характера тепловых движений в нем. Твердое тело представляет собой совокупность атомов, совершающих колебания. Но *колебания эти не независимы друг от друга*. Колебания могут передаваться (со скоростью звука) от одних атомов к другим. При этом образуется волна, которая и переносит энергию колебаний. Таким распространением колебаний и осуществляется перенос тепла.

Количественно перенос тепла в твердом теле описывается законом Фурье. Величина коэффициента теплопроводности λ не может быть вычислена так, как это делается для газа – системы более простой, состоящей из невзаимодействующих частиц.

Приближенно вычисление коэффициента теплопроводности твердого тела, может быть выполнено с помощью квантовых представлений.

Квантовая теория позволяет сопоставить распространяющимся в твердом теле со скоростью звука колебаниям некоторые квазичастицы - *фононы*. Каждая частица характеризуется энергией, равной постоянной Планка умноженной на частоту колебания ν . Энергия кванта колебаний - фонона, значит, равна $h\nu$.

Твердое тело мы можем теперь рассматривать, как сосуд, содержащий газ из фононов, газ, который при очень высоких температурах может считаться идеальным газом. Как и в случае обычного газа, перенос тепла в фононном газе осуществляется столкновениями фононов с атомами решетки, а все рассуждения для идеального газа справедливы и здесь. Поэтому коэффициент теплопроводности твердого тела может быть выражен совершенно такой же формулой

$$\lambda = \frac{1}{3} c_v \rho l c,$$

где ρ - плотность тела, c_v - его удельная теплоемкость, c – скорость звука в теле, l - средняя длина свободного пробега фононов.

В металлах помимо колебаний решетки, в переносе тепла участвуют и заряженные частицы – электроны, которые вместе с тем являются и носителями электрического тока в металле. При высоких температурах *электронная* часть теплопроводности много больше *решеточной*. Этим объясняется высокая теплопроводность металлов по сравнению с неметаллами, в которых фононы - единственные переносчики тепла. Коэффициент теплопроводности металлов можно подсчитывать по формуле:

$$\lambda = \frac{1}{3} c_v \rho \bar{l} \bar{v},$$

где \bar{l} - средняя длина свободного пробега электронов, \bar{v} - средняя скорость их теплового движения.

7.4. Теплопроводность жидкостей

Исторически первой попыткой расчета коэффициента теплопроводности путем использования аппарата статистической физики можно считать работу Энскога. В теории Энскога используется модель молекул - жестких шаров, которая позволяет ограничиться учетом лишь парных соударений молекул.

Второе направление использует различные представления модельного характера о природе теплового движения и механизмах переноса. Так, например, существует группа работ, в основу которой положена решеточная модель жидкости. В них предполагается, что тепловое движение молекул, в основном, сводится к колебательным движениям вокруг временных положений равновесия в квазикристаллических "ячейках". В соответствии с этим предполагается, что перенос тепла происходит за счет обмена энергией при непосредственном "столкновении" колеблющихся соседних молекул. Теплопроводность *в жидкостях*, как и в газах, имеет место при наличии градиента температуры. Однако если в газах передача энергии осуществляется при столкновениях частиц, совершающих поступательные движения, то в жидкостях энергия переносится в процессе столкновений колеблющихся частиц. Частицы, имеющие более высокую энергию,

совершают колебания с большей амплитудой и при столкновениях с другими частицами как бы раскачивают их, передавая им энергию. Такой механизм передачи энергии, так же, как и механизм, действующий в газах, не обеспечивает ее быстрого переноса и поэтому теплопроводность жидкостей очень мала.

Теория теплопроводности жидкости основана на молекулярном представлении о строении жидкости.

1. В основу одной из них положена решеточная модель жидкости. В них предполагается, что тепловое движение молекул, в основном, сводится к колебательным движениям вокруг временных положений равновесия в квазикристаллических "ячейках". В соответствии с этим предполагается, что перенос тепла происходит за счет обмена энергией при непосредственном "столкновении" колеблющихся соседних молекул. Теплопроводность жидкости предлагается рассчитывать по формуле

$$\lambda = \frac{2\nu_k c_V}{a_{кол}}$$

где ν_k - частота колебаний, $a_{кол}$ - амплитуда колебаний,

Порядок возрастания коэффициента теплопроводности различных веществ: воздух < вата < стекло < лёд < сталь < медь.



Рис. 7.1. Диаграмма значений теплопроводности веществ, Вт/(м·К)

7.5. Теплопроводность через плоский слой вещества

Рассмотрим однородный слой вещества в зазоре толщиной δ между параллельными плоскими стенками (рис. 1) при стационарном режиме и отсутствии внутренних источников теплоты ($q_v=0$). На наружных поверхностях стенок поддерживаются постоянные температуры T_1 и T_2 . Коэффициент теплопроводности вещества постоянен и равен λ .

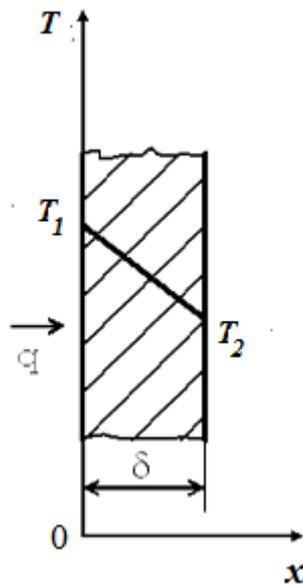


Рис. 7.2. К задаче о теплопроводности вещества в зазоре между плоскими стенками

Для определения плотности теплового потока, проходящего через плоский слой вещества в направлении оси Ox , воспользуемся законом Фурье (7.2). В условиях поставленной задачи $q = \text{const}$. Поэтому согласно (7.2)

$$\frac{\Delta T}{\Delta x} = -\frac{q}{\lambda} = \text{const} \quad (7.5)$$

Из соотношения (7.5) видно, что тангенс наклона касательной $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ к графику зависимости $T(x)$ постоянный и отрицательный. Следовательно, график зависимости $T(x)$ для плоского однородного слоя толщиной δ представляет собой прямую линию с отрицательным наклоном (рис. 7.2).

Общее количество теплоты, которое передается через плоскую поверхность S за время Δt ,

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} (T_1 - T_2) S \tau$$

Процесс теплопроводности в газах с точки зрения МКТ.

Теплопроводность газов — явление направленного переноса тепловой энергии за счет столкновения частиц газа без переноса вещества.

Через 1 грань кубика площадью S хаотическим движением в направлении оси X через слой равный средней длине свободного пробега молекул $\Delta x = \langle l \rangle$ за время τ при средней скорости движения молекул $\langle v_1 \rangle$ переносится $N_1 = \frac{1}{6} n \langle v_1 \rangle S \tau$ молекул.

Через 1 грань кубика площадью S хаотическим движением в направлении противоположном оси X через слой равный средней длине свободного пробега молекул $\Delta x = \langle l \rangle$ за время τ при средней скорости движения молекул $\langle v_2 \rangle$ переносится $N_2 = \frac{1}{6} n \langle v_2 \rangle S \tau$ молекул.

Тепло, переносимое этими молекулами в направлении оси X через слой равный средней длине свободного пробега молекул $\Delta x = \langle l \rangle$ равно $Q_1 = \frac{1}{6} n \langle v_1 \rangle S \tau \frac{i}{2} k (T_1 - T_2)$, где $T_1 - T_2 = -\langle l \rangle \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x}$

Тепло, переносимое этими молекулами в направлении противоположном оси X через слой равный средней длине свободного пробега молекул $\Delta x = \langle l \rangle$ равно $Q_2 = -\frac{1}{6} n \langle v_2 \rangle S \tau \frac{i}{2} k (T_1 - T_2)$, где $T_1 - T_2 = +\langle l \rangle \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x}$

При этом средние скорости мало отличаются и можно положить $\langle v_1 \rangle = \langle v_2 \rangle = \langle v \rangle$ и .

Суммируя тепло в оба направления, получим

$$Q = Q_1 + Q_2 = -\frac{1}{3} \cdot \langle v \rangle \cdot \langle l \rangle \cdot S \cdot \tau \cdot \left(\frac{i}{2} k \cdot n\right) \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

Следовательно, удельный тепловой поток через слой равен

$$q = \frac{Q}{S \tau} = -\lambda \cdot \frac{\Delta T}{\Delta x}, \text{ где } \lambda = \frac{1}{3} \langle v \rangle \cdot \langle l \rangle \cdot \left(\frac{i}{2} k \cdot n\right)$$

8. КОНВЕКЦИЯ

Явление возникновения струй или потоков в нагреваемых или охлаждаемых жидкостях и газах называется **конвекцией**. Кроме того, с точки зрения термодинамики **конвекция** – это способ теплопередачи, при котором внутренняя энергия переносится потоками неравномерно нагретых веществ.

Теплообмен конвекцией часто встречается в быту. Например, отопительные батареи-радиаторы располагаются вблизи пола под подоконником. Поэтому нагреваемый ими воздух, поднимаясь вверх, смешивается с холодным воздухом, опускающимся от окна. В результате в комнате устанавливается почти равномерная температура. Этого не происходило бы, если бы батареи располагались у потолка. Конвективные потоки возникают и внутри кастрюль с жидкостями, которые нагреваются на кухонной плите.

Определение. Конвекция (от лат. *convectio* — «перенесение, доставка») — вид теплопередачи, при котором внутренняя энергия передается потоками неравномерно нагретых веществ (жидкостей и газов).

Существуют *естественная конвекция*, которая возникает в веществе самопроизвольно при его неравномерном нагревании в поле тяготения и *вынужденная конвекция*.

При *естественной* конвекции нижние слои вещества нагреваются, становятся легче и всплывают, а верхние слои, наоборот, остывают, становятся тяжелее и опускаются вниз, после чего процесс повторяется снова и снова.

Явление естественной конвекции можно объяснить законом Архимеда и явлением теплового расширения тел. При повышении температуры объем жидкости возрастает, а плотность уменьшается. Под действием архимедовых сил менее плотная нагретая жидкость поднимается вверх, а более плотная холодная жидкость опускается вниз. Если же жидкость нагревать сверху, то конвекция не возникнет. Совершенно аналогичным образом возникает конвекция в газах. На рис. 8.1 видна тень руки с зажженной спичкой. Волнистые тени над пламенем – это струи поднимающегося теплого воздуха. Такие тени легко получаются на стене темной комнаты при боковом освещении зажженной спички ярким источником света.



Рис. 8.1 . Наблюдение явления естественной конвекции воздуха в опыте с тенью от пламени спички

Типичными примерами естественной конвекции в атмосфере являются ветры, в частности бризы и муссоны. Нагреваясь над одними участками

Земли и охлаждаясь над другими, воздух начинает циркулировать, перенося с собой энергию и влагу. Естественной конвекции обязаны многие атмосферные явления, в том числе, образование облаков.

При вынужденной (принудительной) конвекции перемещение вещества обусловлено действием внешних сил (насос, лопасти вентилятора и т. п.). Она применяется, когда естественная конвекция является недостаточно эффективной.

Конвекцией также называют перенос теплоты, массы или электрических зарядов движущейся средой.

9. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Определение. *Тепловое излучение* - электромагнитное излучение, испускаемое веществом и возникающее за счёт его внутренней энергии (в отличие, например, от люминесценции, возникающей за счёт внешних источников энергии).

Тепловое излучение имеет сплошной спектр, положение максимума которого зависит от температуры вещества. С её повышением возрастает общая энергия испускаемого теплового излучения, а максимум перемещается в область малых длин волн. Тепловое излучение испускают, например, поверхность накаливаемого металла, земная атмосфера и т. д.

Инфракрасное излучение (ИК излучение, инфракрасные лучи) - электромагнитное излучение, занимающее спектральную область с длиной волны от 0,74 мкм до 2000 мкм. Инфракрасную область спектра обычно условно разделяют на ближнюю область с длиной волны от 0,74 до 2,5 мкм, среднюю (2,5-50 мкм) и далёкую (50-2000 мкм). Человеческий глаз не в состоянии видеть в этой части спектра, но мы можем чувствовать тепло.

Литература

1. Федорович С.Д., Щербаков П.П., Щербаков С.П., Агеев А.Г. /Автоматизированный дистанционный лабораторный комплекс «Молекулярная физика и термодинамика»//Труды Международной научно-методической конференции «Информатизация инженерного образования» – ИНФОРИНО-2014 (Москва, 15 – 16 апреля 2014 г.). – М.: Издательство МЭИ, 2014. – 604 с.: ил. С. 381—384.

2. Федорович С.Д., Щербаков П.П., Щербаков С.П., Лукашевский М.В./ Развитие дистанционного лабораторного комплекса «Молекулярная физика и термодинамика»//Труды Международной научно-практической конференции «Информатизация инженерного

образования» — ИНФОРИНО-2016. (Москва, 12—13 апреля 2016 г.). — М.: Издательский дом МЭИ, 2016. — 706 с.: ил. Стр. 635-638.

3. Федорович С.Д., Щербаков П.П. Электронный образовательный ресурс. <http://surface.mpei.ac.ru/>

4. Информатизация образования: направления, средства, технологии / Под общ. ред. С.И. Маслова. М.: Издательство МЭИ, 2004.

5. Р. Фенман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике. Вып. 4. Кинетика. Теплота. Звук. — М.: Издательство «МИР», 1965. — 260 с.: ил.

6. Б.М. Яворский, А.А. Пинский. Основы физики. Том 1. Движение и силы. Законы сохранения. Молекулярно-кинетическая теория газа. Молекулярные силы и агрегатные состояния вещества. — М.: Издательство «Наука», 1969. — 456 с.: ил.

7. Элементарный учебник физики под ред. академика Г.С. Ландсберга. Том I. Механика. Теплота. Молекулярная физика. Издание седьмое. — М.: Издательство «Наука», 1971. — 656 с.: ил.

8. А.Г. Аленицын, Е.И. Бутиков, А.С. Кондратьев. Краткий физико-математический справочник. — М.: Издательство «Наука», 1990. — 360 с.