

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ. РАБОТА И ТЕПЛОТА

Внутренняя энергия. Работа и теплота

Наряду с молекулярно-статистическим **возможной** метод описания макроскопических тел и систем, состоящих из огромного числа атомов, называемый *термодинамическим*. Он описывает наиболее общие свойства макроскопических физических систем на основе фундаментальных принципов (начал), которые являются обобщением многочисленных наблюдений и выполняются независимо от конкретной природы образующих систему тел. Закономерности и соотношения между физическими величинами, к которым приводит термодинамика, имеют универсальный характер.

Температура и термодинамическое равновесие

Если два тела, обладающие различной степенью нагретости, привести в соприкосновение, то опыт показывает, что одно тело будет нагреваться, а другое охлаждаться, пока в системе не прекратятся всякие макроскопические изменения. Говорят, что в этом случае наступило *термодинамическое равновесие* между телами, и они имеют одинаковые температуры.

Если взять *изолированную систему*, то есть систему тел, которые не обмениваются энергией с окружающими телами, каково бы ни было начальное состояние тел изолированной системы, то в ней, в конце концов, установится термодинамическое равновесие, в котором прекратятся все макроскопические процессы. Это положение играет важную роль в термодинамике и принимается в ней за постулат, иногда называемый *общим или нулевым началом термодинамики*. Самопроизвольный процесс перехода системы в состояние термодинамического равновесия называется релаксацией, а время, затрачиваемое на такой переход, – временем релаксации

В молекулярно-кинетической теории было показано, что температура определяется средней кинетической энергией теплового движения атомных частиц идеального газа:

$$(1/2)m\langle v^2 \rangle = (3/2)kT = (i/2)kT$$

При этом абсолютный нуль может быть определен как температура, при которой в теле прекращается всякое тепловое движение, но остается движение, связанное с нулевыми квантовыми колебаниями.

Число 3 характеризует одноатомную молекулу. Оно равно числу ее степеней свободы. В общем случае число степеней свободы обозначают буквой i .

Нужно учитывать вращательные и колебательные степени свободы.

Равновесные и неравновесные состояния

Равновесным является такое состояние изолированной системы, в которое она переходит по истечении достаточно большого промежутка времени, сравнимого или большего времени релаксации. Если система находится в состоянии равновесия, то в равновесии находятся и отдельные ее макроскопические части. При фиксированных внешних условиях такое состояние не меняется со временем. Однако неизменность со временем не является достаточным признаком равновесности состояния.

Термостатированный участок электрической цепи, по которому течет ток, может находиться в стационарном состоянии неограниченное время, но это состояние не равновесно: протекание тока сопровождается необратимым превращением энергии электрического тока в теплоту, отдаваемую термостату, в такой системе имеется градиент температуры.

Равновесное состояние полностью характеризуется небольшим числом физических *параметров состояния*: таких, как температура, объем, давление, концентрация **компонентов смеси газов. Например, для идеального газа уравнение состояния имеет вид**

$$PV = (m/\mu) RT$$

—

Обратимые и необратимые процессы

При переходе из одного равновесного состояния в другое под влиянием внешних воздействий система проходит через непрерывный ряд состояний. Медленность процесса не является достаточным признаком его равновесия. Так диффузия в вязкой жидкости при низкой температуре могут быть сколь угодно медленными и при этом существенно не равновесными процессами. **Равновесный процесс является обратимым – его можно совершить в обратном направлении, и при этом в окружающей среде не останется никаких изменений.**

Термодинамика дает полное количественное описание обратимых процессов, а для необратимых устанавливает лишь определенные неравенства и указывает направление их протекания.

Первое начало термодинамики

Первое начало термодинамики есть закон сохранения энергии для макроскопических явлений, в которых одним из существенных параметров, определяющих состояние тел, является температура.

Всякое тело является консервативной системой с большим числом атомов и молекул. Для такой системы механический закон сохранения энергии справедлив при условии, что к энергии макроскопического движения добавляется энергия атомно-молекулярного движения и взаимодействия. Это последнее движение и есть теплота.

При контакте термодинамической системы с окружающей средой происходит обмен энергией. Возможны два различных способа передачи энергии от системы к внешним телам: с изменением внешних макроскопических параметров системы и без изменения этих параметров.

Первый способ передачи энергии, связанный с изменением внешних макроскопических параметров, **называется работой**. **Второй способ** – без изменения внешних параметров, но связанный с изменением нового термодинамического параметра (энтропии), **называется теплообменом**.

Затрачиваемая работа A может пойти на увеличение любого вида энергии, теплота Q непосредственно может пойти только на увеличение внутренней энергии системы. **Работа A и количество теплоты Q отличны от нуля только при процессе, который совершает система; состоянию системы не соответствует какое-либо значение A или Q , поэтому не говорят, например, о запасе работы в теле.**

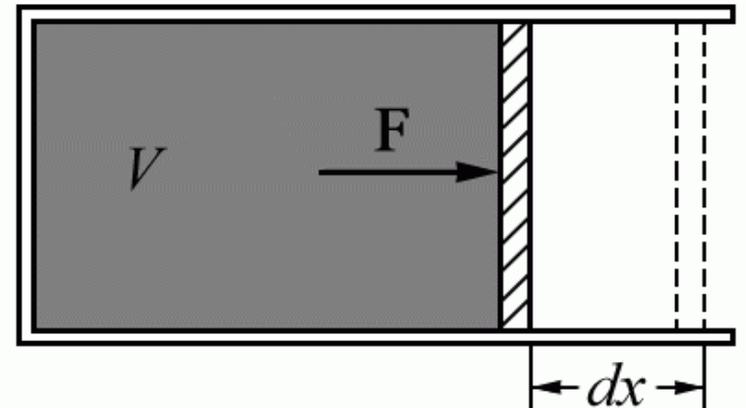
Принято считать **работу A** положительной, если она совершается системой над внешними телами, а количество теплоты Q считается положительным, если энергия передается системе. Работа, совершаемая системой при бесконечно малом изменении объема системы dV , равна

$$\delta A = F dx = (F/S) dx S = P dV.$$

Здесь P – давление газа в сосуде;

S – площадь поршня;

$dV = S dx$ – изменение объема сосуда при перемещении поршня на dx .



Величины δQ и δA бесконечно малы, но не являются полными дифференциалами, поскольку Q и A задаются не начальным и конечным состояниями системы

$$\int_1^2 \delta A \neq A_2 - A_1,$$

а определяются процессом, совершаемым системой.

Энергия, связанная с внутренними движениями частиц системы и их взаимодействиями между собой, называется *внутренней*. К внутренней энергии не относится кинетическая энергия и потенциальная энергия системы, как целого.

Бесконечно малое изменение внутренней энергии обозначается dU , и для идеального газа эта величина равна

$$dU = (m/\mu)(i/2)RdT$$

Величина dU положительна, если внутренняя энергия системы увеличивается, и отрицательна, если уменьшается. Величина dU является полным дифференциалом, поскольку U – параметр состояния системы

Закон сохранения энергии для систем, в которых существенную роль играют тепловые процессы, называется *первым началом термодинамики*. Он может быть записан в виде

$$\delta Q = dU + \delta A \text{ или } \delta Q = dU + PdV.$$

Если к системе подводится тепло δQ , то система может совершить некоторую работу δA и увеличить свою внутреннюю энергию dU . **Принципиальное его отличие от закона сохранения энергии в механике состоит в наличии величины δQ – теплоты. Движение и превращение этой формы энергии составляет предмет термодинамики.**

Закон сохранения энергии не может указать направление развития процесса, он позволяет указать, как изменяются термодинамические величины в процессе. Направление развития процессов описывается вторым началом термодинамики

Из первого начала термодинамики следует, что если система совершает термодинамический цикл, т.е. возвращается, в конечном счете, в исходное состояние, то полное количество тепла, сообщенное системе на протяжении цикла

$$\Delta Q = \oint \delta Q,$$

равно совершенной ею работе

$$\Delta A = \oint \delta A,$$

поскольку в круговом цикле внутренняя энергия, являющаяся параметром состояния, не изменяется:

$$\oint dU = 0$$

Тогда из первого начала термодинамики следует

$$\Delta Q = \oint \delta Q = \oint dU + \oint \delta A = \oint \delta A = \Delta A$$

Приведенная формулировка первого начала равнозначна утверждению о **невозможности вечного двигателя первого рода**, т.е. двигателя, который, будучи раз пущен в ход, совершал бы работу неограниченно долгое время, не заимствуя энергию **извне**. Работа ΔA может быть совершена в круговом процессе только за счет подвода количества теплоты ΔQ машине.

Внутренняя энергия. Работа и теплота

Наряду с механической энергией любое тело (или система) обладает *внутренней энергией*. Внутренняя энергия – энергия покоя. Она складывается из теплового хаотического движения молекул, составляющих тело, потенциальной энергии их взаимного расположения, кинетической и потенциальной энергии электронов в атомах, нуклонов в ядрах, и так далее.

В термодинамике важно знать не абсолютное значение внутренней энергии, а её изменение.

В термодинамических процессах изменяется только кинетическая энергия движущихся молекул (тепловой энергии недостаточно, чтобы изменить строение атома, а тем более ядра). Следовательно, фактически *под внутренней энергией* в термодинамике подразумевают энергию теплового хаотического движения молекул.

Тогда: внутренняя энергия U одного моля идеального газа равна

$$U = N_A W_k = \frac{3}{2} K N_A T = \frac{3}{2} RT \quad (11.1.1)$$

т.е.

$$U = \frac{3}{2} RT \quad (11.1.2)$$

Таким образом, **внутренняя энергия зависит только от температуры.** Т.е. внутренняя энергия U является функцией состояния системы независимо от предыстории. Изменение внутренней энергии U равно разности внутренней энергии в этих состояниях, независимо от пути, по которому шёл этот процесс.

Понятно, что в общем случае термодинамическая система может обладать как внутренней, так и механической энергией и разные системы могут обмениваться этими видами энергии. При этом:

Обмен механической энергии характеризуется совершенной работой (A), а обмен внутренней энергии – количеством переданного тепла (Q).

Например. Зимой вы бросили в снег камень, за счёт запаса потенциальной энергии (механическая) совершена работа по смятию снега, а за счёт запаса внутренней энергии снег был растоплен. Если же камень был холодный, т.е. температура камня равна температуре среды, то будет совершена только работа, но не будет обмена внутренней энергией.

Итак, работа и теплота не есть особые формы энергии. Нельзя говорить о запасе теплоты или работы. Это *мера переданной другой системе механической или внутренней энергии*. Вот о запасе этих энергий можно говорить. Кроме того механическая энергия может переходить в тепловую энергию и обратно. Например, если стучать молотком по наковальне, то через некоторое время молоток и наковальня нагреются.

Опыт показывает, что во всех случаях, превращение механической энергии в тепловую и обратно совершается всегда в строго эквивалентных количествах. В этом и состоит суть первого начала термодинамики, следующая из закона сохранения энергии.

Правило знаков: $\Delta Q > 0$, если тепло передаётся от окружающей среды данной системе, $\Delta U > 0$ и $\Delta A > 0$, если система производит работу над окружающими телами, при этом $U < 0$. Учитывая правило знаков можно записать:

$$U = Q - A \quad (11.1.3)$$

изменение внутренней энергии тела равно разности сообщаемой телу теплоты и произведённой телом работы. Или

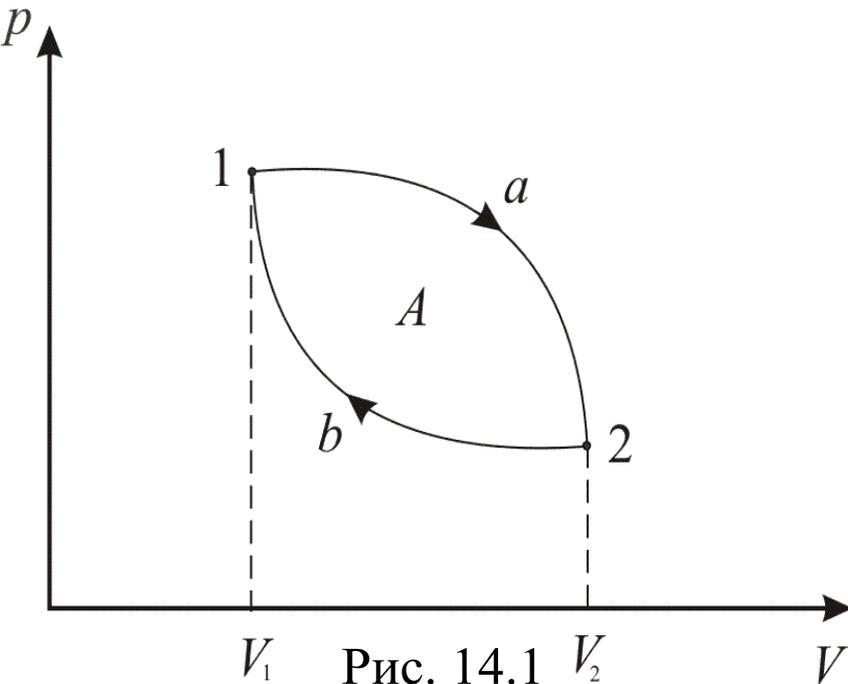
$$Q = U + A \quad (11.1.4)$$

количество теплоты, сообщаемой телу идёт на увеличение внутренней энергии и на совершение телом работы. Это есть первое начало термодинамики или закон сохранения энергии в термодинамике.

$$dQ = dU + dA. \quad (11.1.5)$$

В этом выражении U – функция состояния системы; dU – полный дифференциал; dQ и dA таковыми не являются. В каждом состоянии система обладает определенным и только таким значением внутренней энергии, поэтому можно записать

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1. \quad (11.1.6)$$



Важно отметить, что Q и A зависят от того, каким образом совершен переход из состояния 1 в состояние 2 (изохорически, адиабатически и т.д.). При этом нельзя сказать, что система обладает определенным для данного состояния значением теплоты и работы.

Из формулы (14.1.5) следует, что количество теплоты выражается в тех же единицах, что работа и энергия, т.е. в джоулях (Дж).

Особое значение в термодинамике имеют круговые или циклические процессы, при которых система пройдя ряд состояний, возвращается в исходное (рис. 14.1). Так как U – функция состояния, то

$$\oint dU = 0 \quad (14.1.7)$$

Это справедливо для любой функции состояния.

Если $\Delta U = 0$, то согласно первому началу термодинамики $A = Q$, т.е. нельзя построить периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем количество сообщенной ему из вне энергии. Иными словами вечный двигатель первого рода невозможен. Это одна из формулировок первого начала термодинамики.

Следует отметить, что первое начало термодинамики не указывает в каком направлении идут процессы изменения состояния (что является одним из его недостатков).

Теплоёмкость идеального газа. Уравнение Майера.

Теплоёмкость тела характеризуется количеством теплоты, необходимой для нагревания этого тела на один градус

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

Размерность теплоемкости: $[C] = \text{Дж/К}$.

Однако, теплоёмкость — величина неопределённая, поэтому пользуются понятиями как удельная и молярная теплоёмкости.

Удельная теплоёмкость ($C_{уд}$) – есть количество теплоты, необходимое для нагревания единицы массы вещества на один градус $[C_{уд}] = \text{Дж/К}$.

Для газов удобно пользоваться молярной теплоемкостью C_{μ} – количество теплоты необходимое для нагревания 1 кмоль газа на 1 градус

$$C_{\mu} = C_{уд} / \text{кмоль}$$

$[C_{\mu}] = \text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$.

Теплоёмкость термодинамической системы зависит от того, как изменяется состояние системы при нагревании.

Подводимое тепло и теплоёмкость зависят от того, каким путём осуществляется передача тепла. Следовательно Q и C не являются функциями состояния.

Величины C_p и C_v оказываются связаны простыми соотношениями. Пусть мы нагреваем один моль идеального газа при постоянном объёме, то первое начало термодинамики.

$$d'Q = dU \quad (d'A = 0)$$

т.е. $d'Q$ – бесконечно малое приращение количества теплоты равно приращению внутренней энергии dU .

Теплота при постоянном объёме:

$$C_v = \frac{d'Q}{dT} = \frac{dU_\mu}{dT}.$$

В общем случае

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v$$

так как U может зависеть не только от температуры. Или

$$dU_\mu = C_v \cdot dT$$

$$U_{\mu} = \int_0^T C_V dT = C_V T$$

$$U = C_V \cdot T. \quad (1)$$

Внутренняя энергия идеального газа является только функцией T (и не зависит от V , P и тому подобным), поэтому формула (1) справедлива для любого процесса.

Для произвольной идеальной массы газа:

$$U = \frac{m}{\mu} C_V T$$

При изобарическом процессе кроме увеличения внутренней энергии происходит совершение работы газом:

$$d'Q_P = dU_{\mu} + pdV_{\mu}$$

$$C_p = \frac{d'Q_p}{dT} = \frac{dU_\mu}{dT} + P \frac{dV_\mu}{dT} \quad (2)$$

из основного уравнения молекулярно-кинетической теории $pV_\mu = RT$, так как при изобарическом процессе $p = \text{const}$. Подставим полученный результат в уравнение (2)

$$C_p = C_v + R. \quad (3)$$

Это уравнение Майера для одного моля газа. Из него следует, что физический смысл универсальной газовой постоянной R – численно равна работе, совершаемого одним молем газа при нагревании на один градус при изобарическом процессе.

Используя это соотношение Роберт Майер в 1842 г. вычислил механический эквивалент теплоты: $1 \text{ кал} = 4,19 \text{ Дж}$.

Полезно знать формулу Майера для удельных теплоёмкостей:

$$\frac{C_P}{\mu} = \frac{C_V}{\mu} + \frac{R}{\mu}$$

ИЛИ

$$C_{P_{\text{уд}}} - C_{V_{\text{уд}}} = \frac{R}{\mu}.$$

Теплоёмкости одноатомных и многоатомных газов

В одном моле содержится $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ молекул. Внутренняя энергия одного моля идеального газа равна

$$U_{\mu} = N_{\text{A}} \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} RT,$$

т.е.

$$U_{\mu} = \frac{3}{2} RT.$$

Внутренняя энергия произвольного количества газа:

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

Её изменение:

Теплоёмкости одноатомных газов C_V и C_P :

$$dU = \frac{m}{\mu} \frac{3}{2} R dT.$$

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{3}{2} R = 1,25 \frac{\text{кДж}}{\text{кмольК}},$$

где теплоемкость при постоянном объеме C_V – величина постоянная, от температуры не зависит.

Учитывая физический смысл R для изобарических процессов можно записать:

$$dQ_P = dU_\mu + RdT \text{ (для одного моля). Тогда}$$

или $C_p = \frac{5}{2}R = 20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмольК}}$.

Полезно знать отношение:

$$C_p = \frac{3}{2}R + R \qquad \frac{C_p}{C_V} = \gamma,$$

где γ – коэффициент Пуассона,

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V}.$$

Теплоемкости многоатомных газов

Опыты с азотом и кислородом и другими двухатомными газами дали

$C_V \approx 20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмольК}}$. А для водяного пара воды и других
многоатомных газов (CH_3 , CH_4 , и так далее) $C_V \approx 25 \frac{\text{кДж}}{\text{кмольК}}$.

Т. е. *многоатомные газы* нельзя рассматривать как материальные точки. Необходимо учитывать вращательное движение.

Числом степени свободы называется число независимых переменных, определяющих положение тела в пространстве и обозначается как i .

Положение материальной точки задаётся тремя координатами и она имеет три степени свободы. На каждую степень свободы приходится $\frac{1}{2}kT$. *Многоатомная* молекула может ещё и вращаться.

Например: У двухатомных молекул вращательное движение можно разложить на два независимых вращения, а любое вращение можно разложить на три вращательных движения вокруг взаимно перпендикулярных осей. Но для двухатомных молекул вращение вокруг оси z не изменит её положение в пространстве, а момент инерции относительно этой оси равен нулю (рис.).

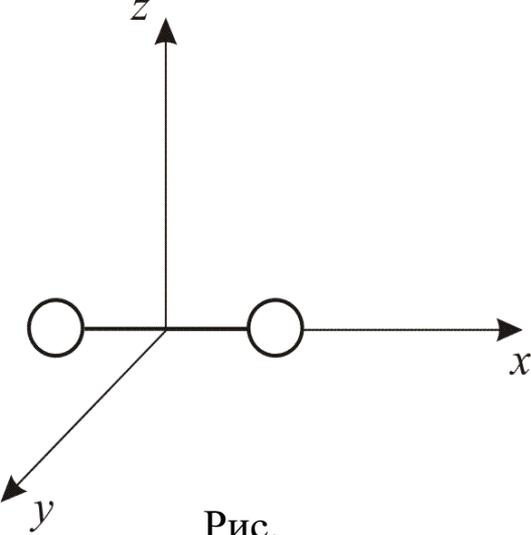


Рис.

Итак, у двухатомных молекул пять степеней свободы ($i = 5$), а у трёхатомных шесть степеней свободы ($i = 6$). При взаимных столкновениях молекул возможен обмен их энергиями и превращение энергии

вращательного движения в энергию поступательного движения и обратно. Таким путём установили равновесие между значениями средних энергий поступательного и вращательного движения молекул. *Больцман доказал, что для не слишком низких температур, средняя энергия $\langle E_k \rangle$, приходящаяся на одну степень свободы равна $\frac{1}{2}kT$.*

Закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы.

Итак, средняя энергия приходящаяся на одну степень свободы равна

$$\langle E_{\kappa} \rangle = \frac{1}{2} kT. \quad (14.4.1)$$

Но у одноатомной молекулы $i = 3$, тогда для одноатомных молекул

$$\langle E_{\kappa} \rangle = \frac{3}{2} kT, \quad (14.4.2)$$

для двухатомных молекул $\langle E_{\kappa} \rangle = \frac{5}{2} kT,$ (14.4.3)

для трёхатомных молекул $\langle E_{\kappa} \rangle = \frac{6}{2} kT.$ (14.4.4)

Но на среднюю кинетическую энергию молекулы, имеющей i -степеней свободы приходится $\langle E \rangle = \frac{i}{2} kT,$ (14.4.5)

Это и есть закон Больцмана о равномерном распределении средней кинетической энергии по степеням свободы.

При этом: для двухатомных молекул: $C_V = \frac{5}{2}R = 20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмольК}}$,

для трехатомных молекул: $C_V = \frac{6}{2}R = 25 \frac{\text{кДж}}{\text{кмольК}}$.

В общем случае, для молярной массы газа

$$C_V = \frac{i}{2}R \quad (14.4.6)$$

$$C_p = C_V + R = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R \quad (14.4.7)$$

$$C_p = \frac{i+2}{2}R \quad (14.4.8)$$

Для произвольного количества газов:

$$C_V = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R$$

$$C_p = \frac{m}{\mu} \frac{i+2}{2} R$$

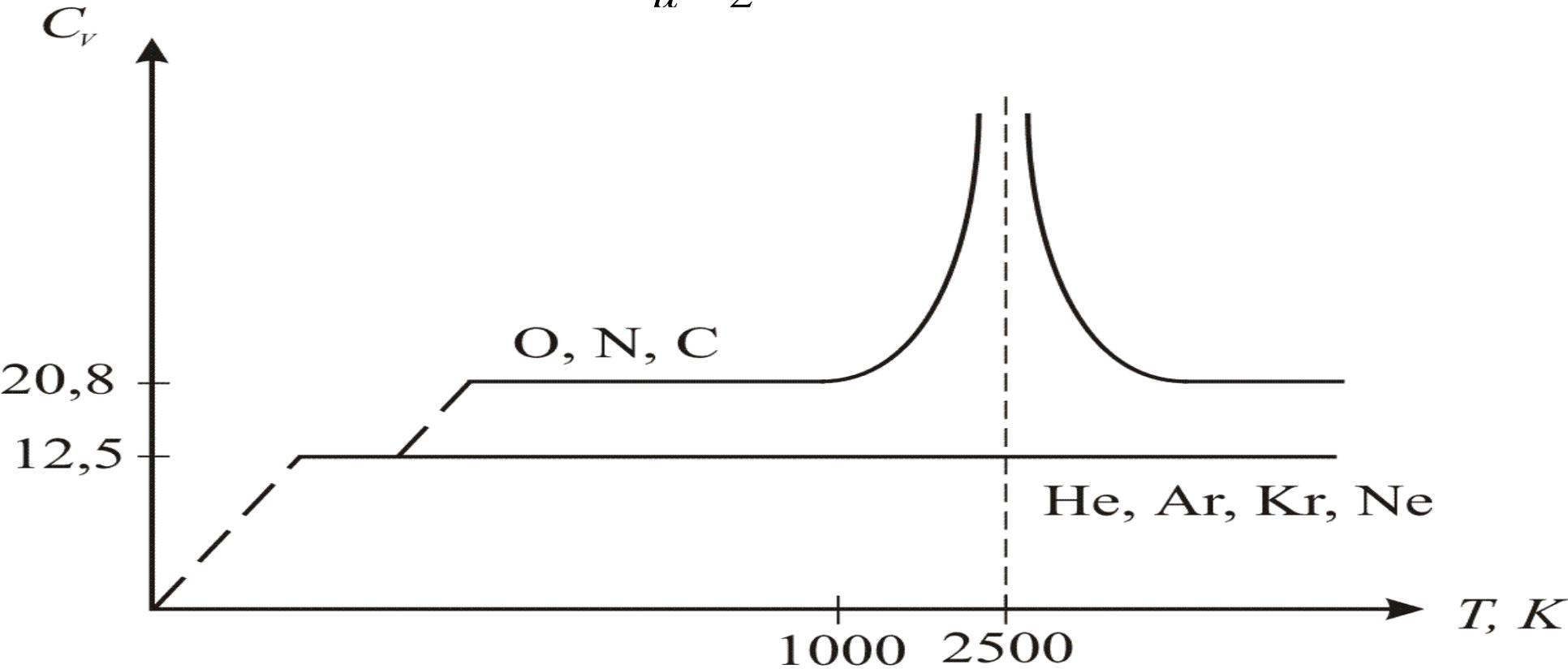


Рис. 2

Из теории также следует, что C_V не зависит от температуры (рис. 2). Для одноатомных газов это выполняется в очень широких пределах, а для двухатомных газов только в интервале от $100 \div 1000$ К. Отличие связано с проявлением квантовых законов. При низких температурах вращательное движение как бы “вымерзает” и двухатомные молекулы движутся поступательно, как одноатомные, равны их теплоёмкости. При увеличении температуры, когда $T > 1000$ К, начинают сказываться *колебания* атомов молекулы вдоль оси z (атомы в молекуле связаны не жёстко, а как бы на пружине). Одна колебательная степень свободы несёт $\frac{1}{2}kT$, так как при этом есть и кинетическая и потенциальная энергия, то есть появляется шестая степень свободы – колебательная. При температуре равной 2500 К молекулы диссоциируют. На диссоциацию молекул тратится энергия раз в десять превышающая среднюю энергию поступательного движения. Это объясняет сравнительно низкую температуру пламени. Кроме того, атом – сложная система, и при высоких температурах начинает сказываться движение электронов внутри его.

Применение первого начала термодинамики к изопроцессам идеальных газов

В таблице (1) приводятся сводные данные о характеристиках изопроцессов в газах. Здесь используются известные нам формулы:

$\partial Q = dU + \partial A - I$ — начало термодинамики или закон сохранения энергии в термодинамике; $dU = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R dT$ — внутренняя энергия идеального газа;

$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV$ — работа идеального газа; $\partial Q = m C dT$ — приращение теплоты;

$C = \frac{\partial Q}{m dT}$ — удельная теплоемкость; $C_\mu = \frac{m}{\mu} \frac{\partial Q}{dT}$ — молярная теплоемкость;

$C_p = C_V + R$ — уравнение Майера; $\frac{C_p}{C_V} = \gamma$ — показатель адиабаты или коэффициент Пуассона.

	Название процесса			
	Изохорический	Изобарический	Изотермический	Адиабатический
Условие протекания процесса	$V = const$	$p = const$	$T = const$	$\partial Q = 0$ $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}$
Связь между параметрами состояния	$\frac{p}{T} = const$	$\frac{V}{T} = const$ $pdV = \frac{m}{\mu} RdT$	$pV = const$	$pV^\gamma = const$ $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^\gamma$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}$ $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$

Работа в процессе	$\partial A = 0$ $A = 0$	$\partial A = pdV$ $A = p(V_2 - V_1)$ $A = \frac{m}{\mu} R dT$	$\partial A = pdV$ $A = \int_{V_1}^{V_2} pdV$ $A = \frac{m}{\mu} RT \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$	$\partial A = pdU = -dU$ $dA = -\frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R dT$ $A = -\Delta U = C_V(T_1 - T_2)$ $A = \frac{p_1 V_1 (T_1 - T_2)}{(\gamma - 1) T_1}$
Количество теплоты, сообщённое в процессе	$\partial Q = C_V dT$ $Q = C_V(T_2 - T_1)$	$\partial Q = C_P dT$ $Q = C_P(T_2 - T_1)$ $Q = \frac{m}{\mu} R \Delta T \left(\frac{i}{2} + 1\right)$	$\partial Q = \partial A$ $Q = A$	$\partial Q = 0$ $Q = 0$
Измерение внутренней энергии	$dU = \partial Q$ $U = Q$	$dU = C_V dT$ $U = C_V(T_2 - T_1)$ $\Delta U = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R \Delta T$	$dU = 0$ $U = 0$	$dU = -\partial A = C_V dT$ $U = A = C_V(T_2 - T_1)$ $\Delta U = \frac{p_1 V_1}{T_1(\gamma - 1)}$

Теплоёмкость	$C_v = \frac{m}{\mu} \frac{R}{(\chi - 1)}$ $C_v = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R$	$C_p = \frac{m}{\mu} \frac{\chi R}{(\chi - 1)}$ $C_p = \frac{m}{\mu} \frac{dQ}{dT}$	$C_T = \infty$	$C_{ад.} = 0$
--------------	--	---	----------------	---------------

Здесь уместно рассмотреть еще и политропный процесс – такой процесс, при котором изменяются все основные параметры системы, кроме теплоемкости, т.е. $C = \text{const}$.

Уравнение политропы $pV^n = \text{const}$ (14.5.1)

или $TV^{n-1} = \text{const}$ (14.5.2)

Здесь n – показатель политропы.

С помощью этого показателя можно легко описать любой изопроцесс:

1. Изобарный процесс $p = \text{const}$, $n = 0$

$$C = \frac{\gamma R}{\gamma - 1} = \gamma C_V = C_p. \quad (14.5.3)$$

2. Изотермический процесс $T = \text{const}$, $n = 1$, $CT = \pm \infty$.

3. Изохорный процесс $V = \text{const}$, $n = \pm \infty$

$$C_V = \frac{R}{\gamma - 1}. \quad (14.5.4)$$

4. Адиабатический процесс $\Delta Q = 0$, $n = \gamma$, $C_{ad.} = 0$.

Во всех этих процессах работу можно вычислить по одной формуле:

$$A = \frac{p_1 V_1}{n - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} \right] \quad (14.5.5)$$