

Термодинамика



**ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ.
УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА.
ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ**

Термодинамическая система – любое макроскопическое тело или система тел. Система замкнутая (изолированная), если она не взаимодействует с внешними телами. Состояние термодинамической системы задается *термодинамическими параметрами*.

Макроскопические параметры делятся на *внешние* (задаваемые условием эксперимента) и *внутренние* (определяемые свойствами системы). Давление и объем, в зависимости от постановки эксперимента, могут быть как внутренними, так и внешними параметрами.



Величины, не зависящие от «истории» системы и зависящие только от ее состояния в данный момент, называются *функциями состояния*.

Состояние термодинамической системы называется *равновесным*, если значения параметров не меняются со временем. В *стационарном* состоянии открытой системы параметры тоже не меняются со временем, но это обусловлено особенностью внешних протекающих процессов.

Нулевое начало термодинамики: *замкнутая термодинамическая система стремится к равновесному состоянию. Этот процесс называется релаксацией.*

ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА. ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ

Параметрами состояния называются величины, характеризующие газ как макроскопическое тело.

Система может находиться в различных состояниях. *Величины, характеризующие состояние системы, называются **параметрами состояния**: давление P , температура T , объём V и так далее.* Связь между P , T , V специфична для каждого тела и называется **уравнением состояния**.

Любой параметр, имеющий *определённое* значение для каждого равновесного состояния, является **функцией состояния системы**.

Свойство идеального газа: он занимает весь предоставленный объём. Газ не может занять половину баллона и оставить вторую половину пустой.

Следующий параметр состояний – *количество вещества* – ν , измеряемое в молях:

$$\nu = \frac{m}{M},$$

где m – масса вещества; M – его молярная масса. Еще одна формула для количества вещества:

$$\nu = \frac{N}{N_A},$$

где N – число молекул газа; а $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро, т. е. число молекул в одном моле вещества.

Параметры состояния идеального газа не могут принимать любые значения, они связаны друг с другом уравнением состояния – уравнением Менделеева – Клапейрона:

$$\frac{PV}{\nu T} = R,$$

$$\frac{PV}{T} = \text{const},$$

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}.$$

При этом независимых параметров остается только два, третий может быть вычислен по известным значениям двух других. Следовательно, состояние газа можно обозначить на координатной плоскости (p, V) , (p, T) , или (V, T) .

Изопроцессами называются такие термодинамические процессы, в которых остаются неизменными количество вещества ν и еще один параметр состояния.

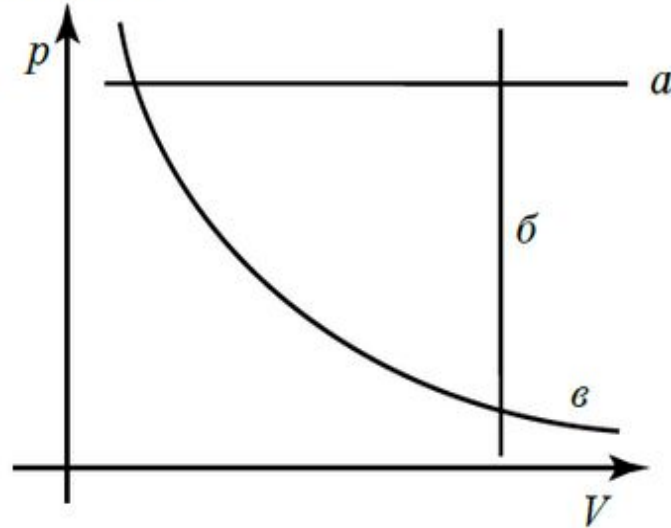


Рис. 4.3. Графики изопроцессов: а – изобарический, $p = const$; б – изохорический, $V = const$; в – изотермический, $T = const$

Функцией состояния называется функция, зависящая только от параметров состояния. Она не зависит от термодинамического процесса и от производных от параметров состояния по времени¹. Сказанное означает, что дифференциал функции состояния является *полным дифференциалом*.

Сведения из математики

Полным дифференциалом функции нескольких переменных $f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_N)$ является величина df , которая выражается через дифференциалы независимых переменных $dx_1, dx_2, dx_3, \dots, dx_N$ при помощи частных производных по ним:

$$df = \frac{\partial f}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial f}{\partial x_2} dx_2 + \frac{\partial f}{\partial x_3} dx_3 + \dots + \frac{\partial f}{\partial x_N} dx_N.$$

РАБОТА ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Механическая работа совершается в случае, когда некая сила совершает перемещение тела. Рассмотрим перемещение поршня в цилиндре при *изобарическом* процессе, как это показано на рис. 5.1. На поршень с площадью S действует постоянная сила давления газа в цилиндре

$$F = pS.$$

$$A = F\Delta x = PS\Delta x = P\Delta V.$$



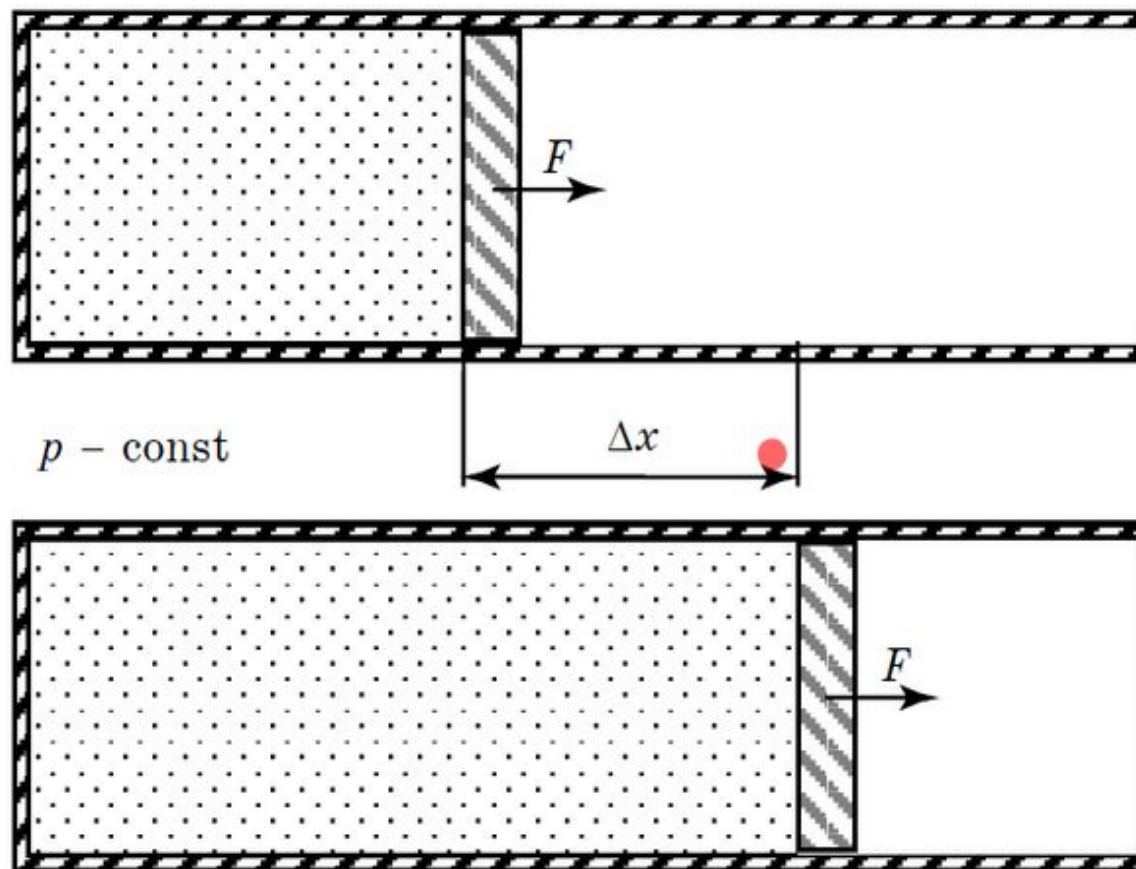


Рис. 5.1. Работа газа в изобарическом процессе

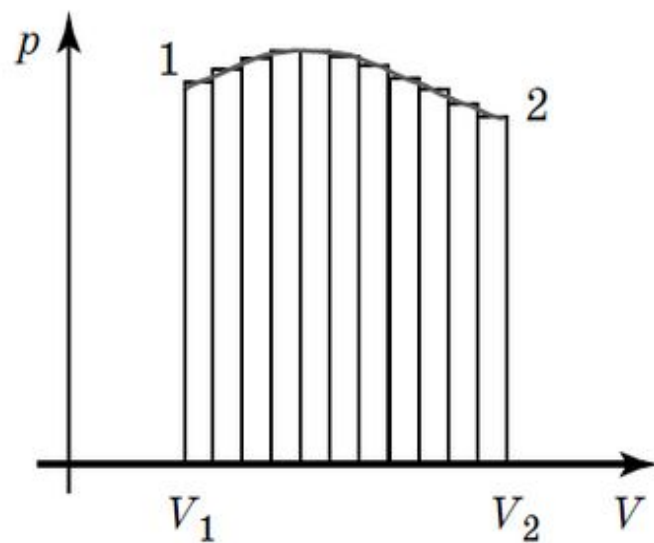


Рис. 5.2. Представление произвольного процесса набором изобарических процессов



Работа в таком процессе равна сумме элементарных работ:
 $\Delta A_i = p_i \Delta V_i$.

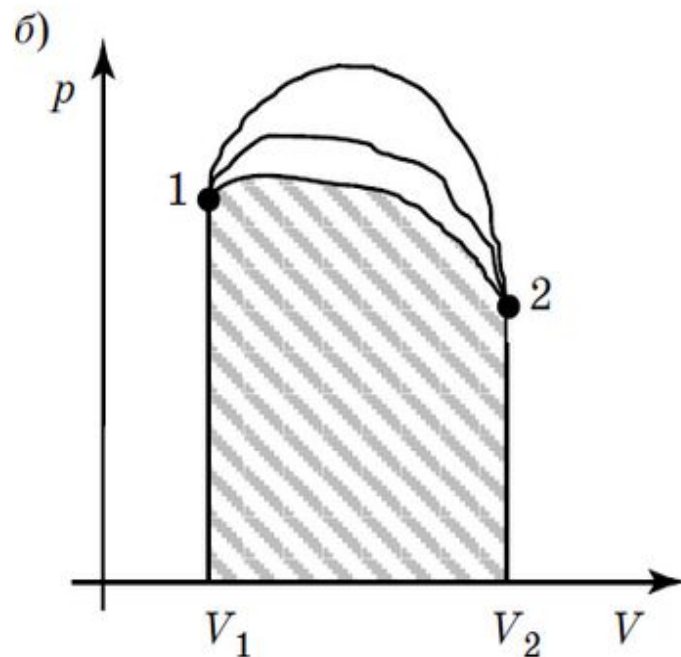
$$A_{12} = \sum p_i \Delta V_i.$$

Если разбить отрезок $[V_1, V_2]$ на бесконечно малые элементы dV , то элементарная работа на каждом из них будет равна

$$\delta A = p dV. \quad (5.1)$$

Работа газа в процессе $1-2$ (рис. 5.2) будет равна интегралу

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (5.2)$$



Понятно, что точки 1 и 2 можно соединить разными линиями, площади под ними будут разными. Это видно на рис. 5.3, б. В различных термодинамических процессах между одними и теми же состояниями совершается разная работа. Таким образом, работа газа зависит от процесса и не является функцией состояния. Работа газа – *функция процесса*².

Если в термодинамическом процессе объем газа увеличивается, работа газа положительна, если уменьшается – отрицательна.

Работа идеального газа в изобарическом процессе

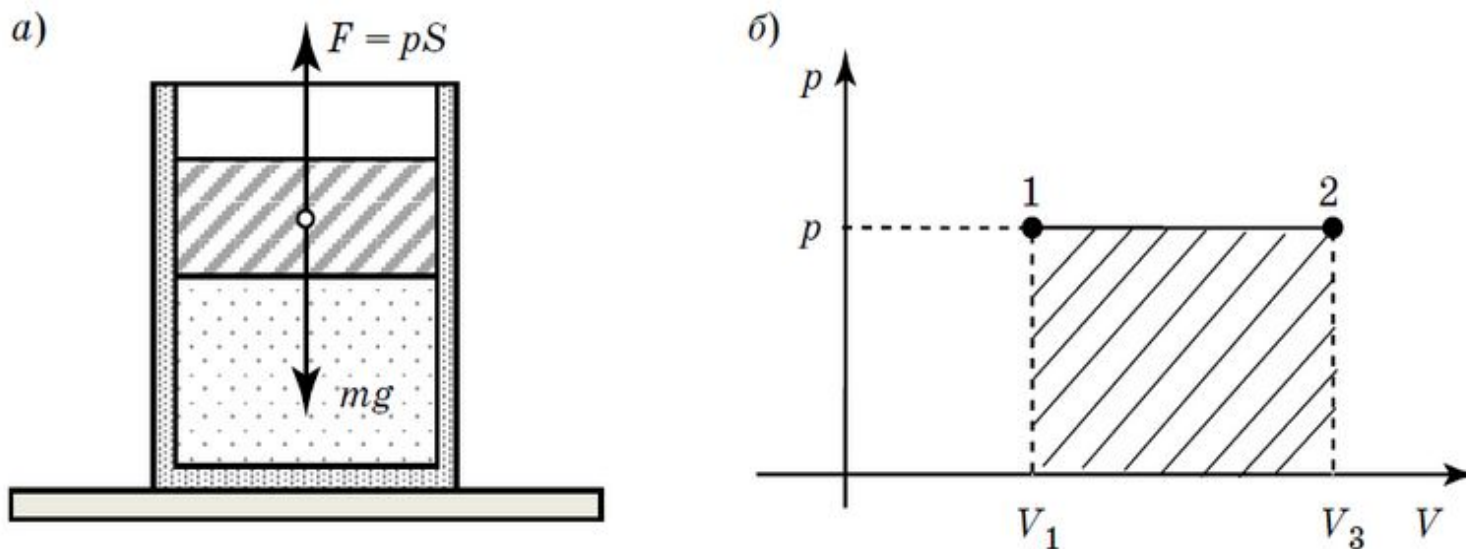


Рис. 5.5. Изобарический процесс (а); график изобарического процесса (б)

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

$$A = P(V_2 - V_1) = PV_2 - PV_1 = \underbrace{\nu RT_2 - \nu RT_1}_{pV = \nu RT} = \nu R(T_2 - T_1);$$

$$A = \nu R(T_2 - T_1).$$

Работа идеального газа в изохорическом процессе

$$A = 0.$$

Работа идеального газа в изотермическом процессе

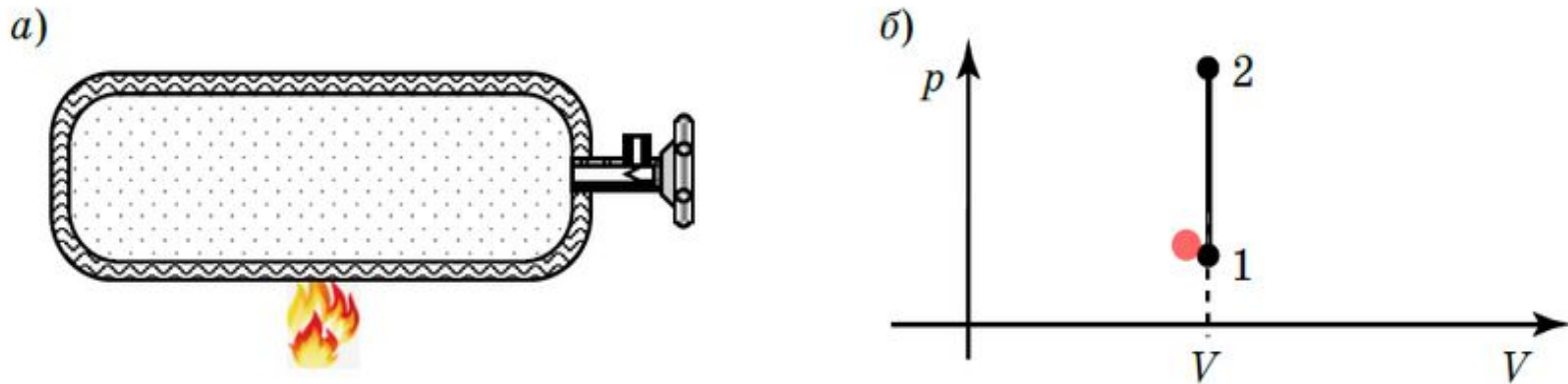


Рис. 5.6. Изохорический процесс (а); график изохорического процесса (б)

$$T = \text{const}; \Rightarrow pV = \nu RT = \text{const}; \quad p = \frac{\nu RT}{V}.$$

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \nu RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \nu RT \int_{V_1}^{V_2} d(\ln V) = \nu RT \ln V_2 - \nu RT \ln V_1 = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

$$A = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Поскольку в изотермическом процессе $p_1 V_1 = p_2 V_2$, $\Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}$,

$$A = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

4.1. Внутренняя энергия. Работа и теплота

Наряду с механической энергией любое тело (или система) обладает *внутренней энергией*.

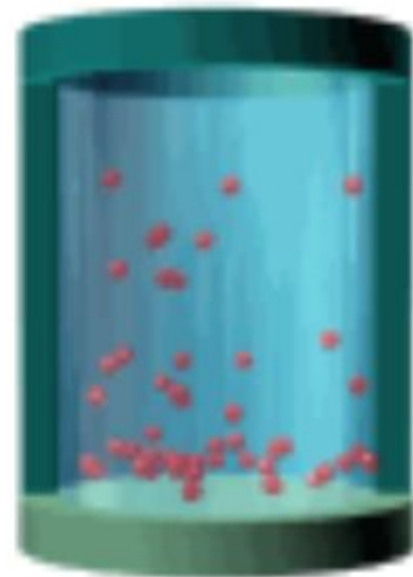
Внутренняя энергия – энергия покоя.

Она складывается из:

1. *теплового хаотического движения молекул,*

2. *потенциальной энергии их взаимного расположения,*

3. *кинетической и потенциальной энергии электронов в атомах, нуклонов в ядрах и т. д.*





Внутренняя энергия U одного моля идеального газа равна:

$$U = N_A K = \frac{3}{2} k T N_A = \frac{3}{2} R T, \quad \text{или}$$

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

Таким образом, **внутренняя энергия зависит только от температуры.**

Внутренняя энергия U является **функцией состояния системы** независимо от предыстории



Для идеального газа **внутренняя энергия** системы равна **сумме кинетических энергий** ее частиц:

$$U = n \langle K \rangle = \frac{i}{2} nkT$$

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT = \nu \frac{i}{2} RT$$

Функции состояния – величины, изменение которых при переходе системы между состояниями не зависит от способов этих переходов, т.е. от вида переходных процессов.



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.* О запасе этих энергий можно говорить.

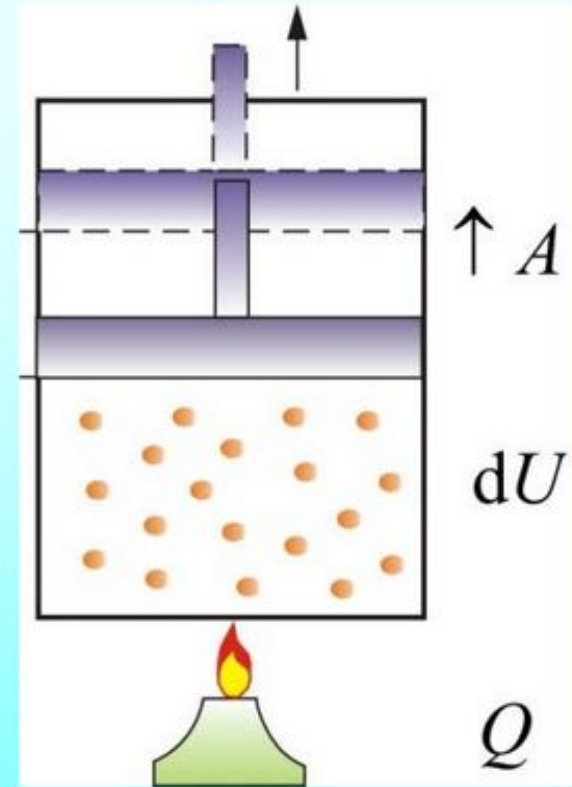
Механическая энергия может переходить в тепловую энергию и обратно.

Например, если стучать **МОЛОТКОМ ПО НАКОВАЛЬНЕ**, то через некоторое время молоток и наковальня нагреются (*пример диссипации энергии*)



Количество теплоты, сообщаемой телу, идёт на увеличение внутренней энергии и на совершение телом работы:

$$Q = \Delta U + A$$



— ЭТО И ЕСТЬ **первое начало термодинамики** ИЛИ **закон сохранения энергии в термодинамике.**

Правило знаков: $\Delta Q > 0$, если тепло передаётся от окружающей среды *данной системе*, при этом

$$\Delta U > 0 \quad \Delta A > 0,$$

Если система производит работу над окружающими телами, то: $U < 0$

Учитывая правило знаков, ***первое начало термодинамики*** можно записать в виде:

$$\Delta U = Q - A$$

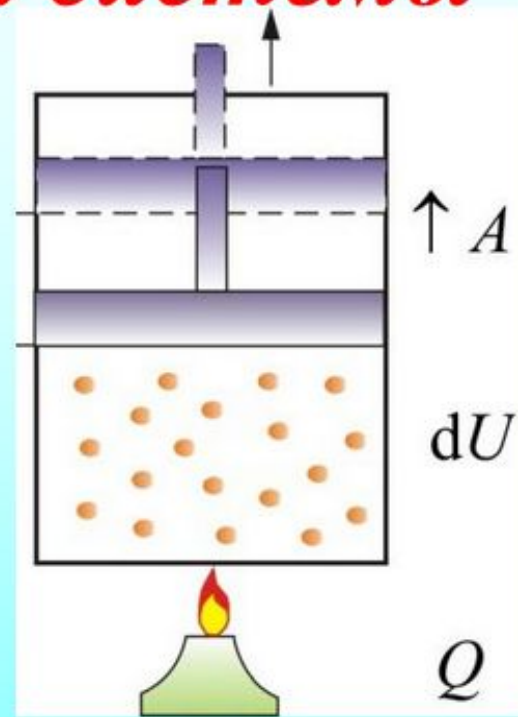
– ***изменение внутренней энергии тела равно разности сообщаемой телу теплоты и произведённой телом работы***

Закон сохранения энергии *для*

малого изменения состояния системы

будет иметь вид:

$$\delta Q = dU + \delta A.$$



U – функция состояния системы;
 dU – её полный дифференциал, а
 δQ и δA не являются функциями
состояния.



В каждом состоянии система обладает определенным и только таким значением внутренней энергии, поэтому можно записать

$$U = \int_{U_1}^{U_2} dU = U_2 - U_1$$

Так как U – функция состояния, то

$$\oint dU = 0.$$

Это справедливо для любой функции состояния.

Теплота Q и работа A зависят от того, каким образом совершен переход из состояния 1 в состояние 2 (изохорически, адиабатически), а внутренняя энергия U не зависит.

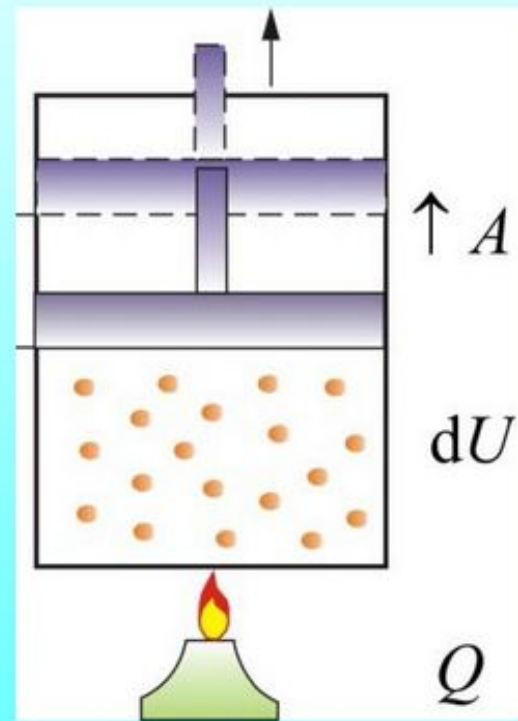
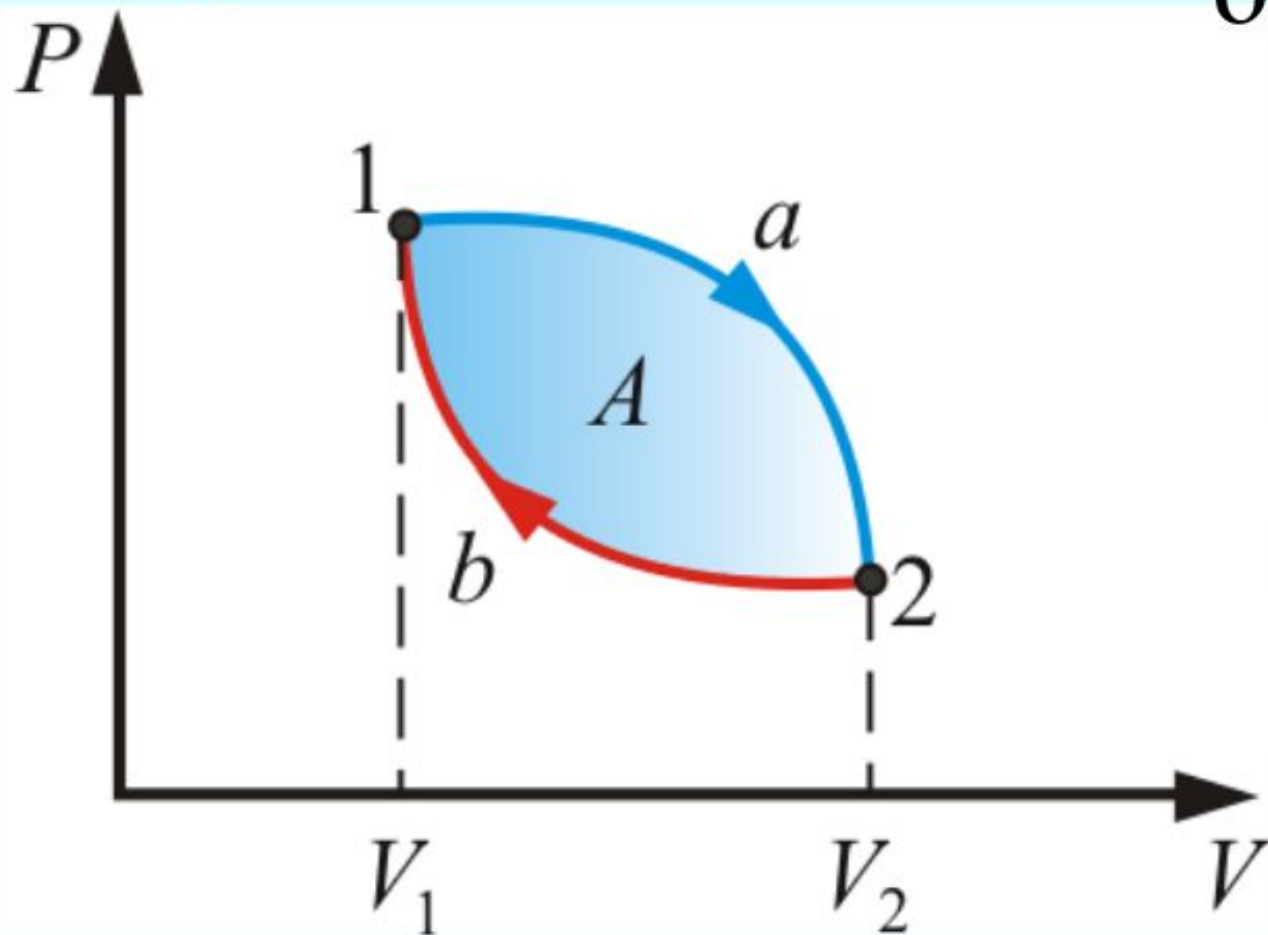
При этом нельзя сказать, что система, обладает определенным для данного состояния значением теплоты и работы.

Количество теплоты Q выражается в тех же единицах, что работа и энергия, т.е. в джоулях $[Q] = \text{Дж}$.

Особое значение в термодинамике

имеют *круговые* или *циклические процессы*, при которых система, пройдя ряд состояний, возвращается в исходное.

$$\delta Q = dU + \delta A.$$





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

Это одна из формулировок первого начала термодинамики.



Недостатки первого начала :

первое начало термодинамики не указывает, в каком направлении идут процессы изменения состояния.

4.2. Теплоёмкость идеального газа.

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

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (4.2.1)$$

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

Теплоёмкость – величина неопределённая, поэтому пользуются понятиями *удельной* и *молярной теплоёмкости*.

Удельная теплоёмкость $C_{уд}$ или c – есть количество теплоты, необходимое для нагревания **1кг** вещества на **1 градус**:

$$C_{уд} = c = \frac{dQ}{m dT}$$

$[C_{уд}] = \text{Дж/кг К.}$

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

$$C_{\mu} = \frac{dQ}{\nu dT}$$

$$C_{\mu} = C_{уд} \mu$$

$[C_{\mu}] = \text{Дж/(моль·К).}$



Молярная масса – масса одного

моля:
$$\mu = A m_{\text{ед}} N_A,$$

где A – атомная масса; $m_{\text{ед}}$ – атомная единица массы; N_A – число Авогадро

Моль μ – количество вещества, в котором содержится число молекул, равное числу атомов в 12 г изотопа углерода ^{12}C .

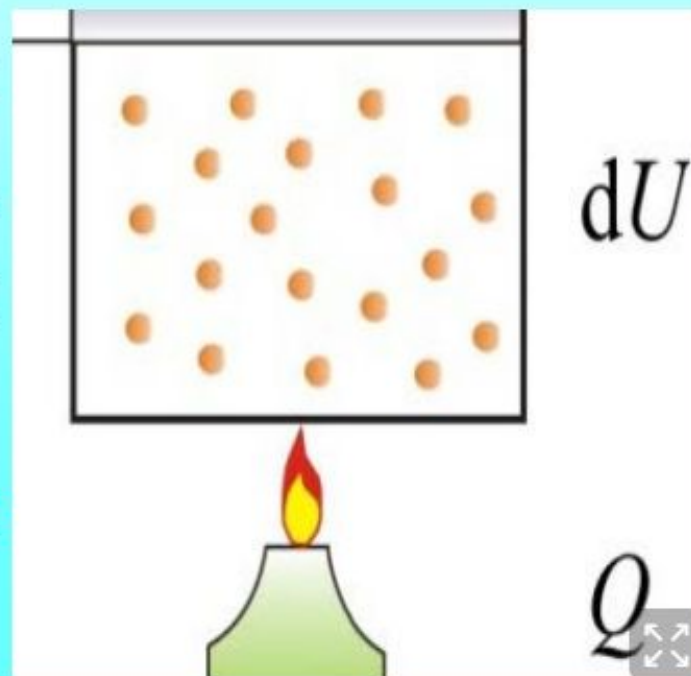


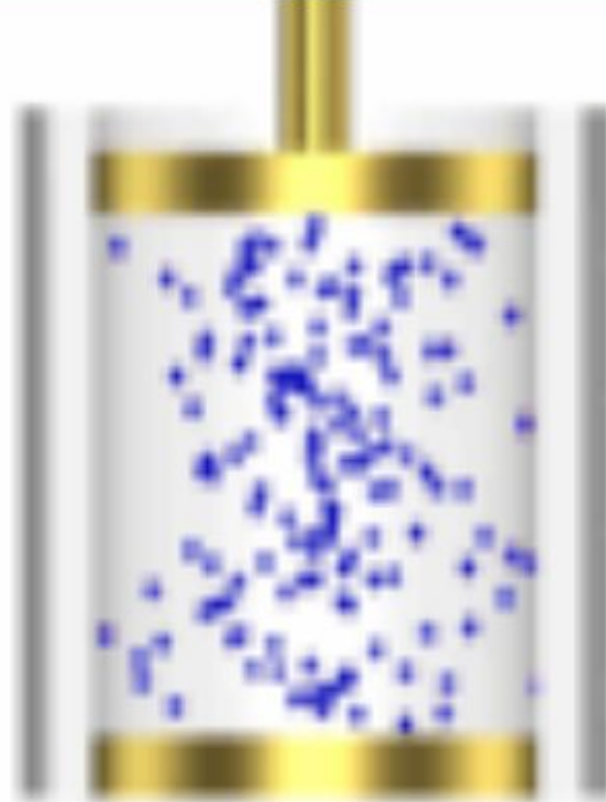
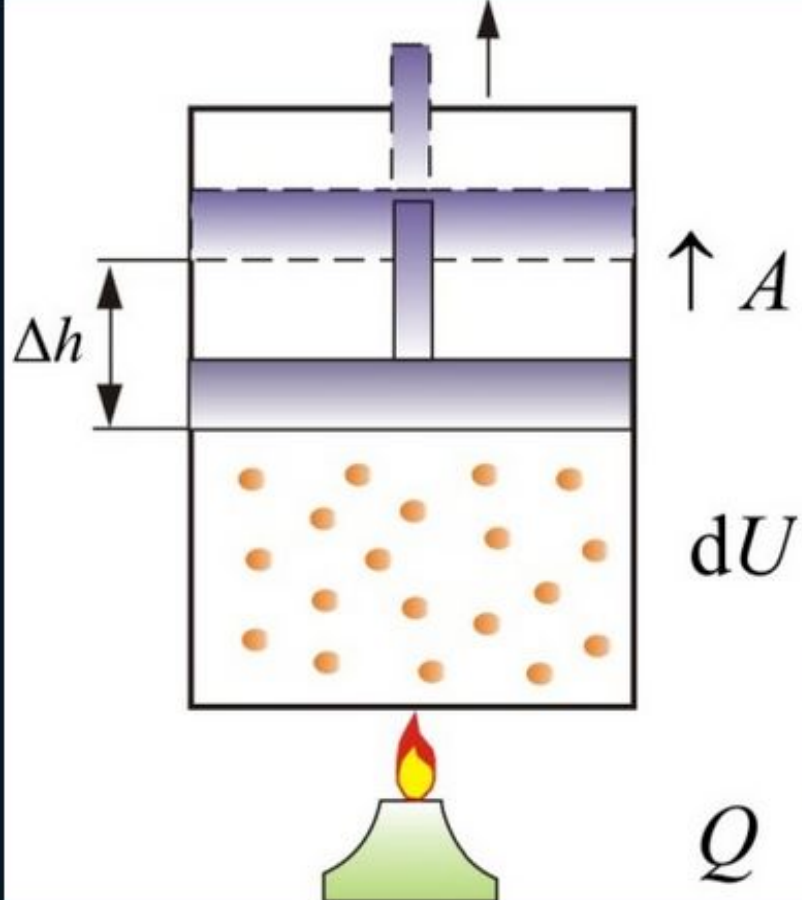
Теплоёмкость

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

Если газ нагревать *при постоянном объёме*, то всё подводимое тепло идёт на нагревание газа, то есть изменение его внутренней энергии.

Теплоёмкость при постоянном объёме C_V





C_P – теплоемкость при постоянном давлении

Если нагревать газ при постоянном давлении P в сосуде с поршнем, то поршень поднимется на некоторую высоту h , то есть **газ совершит работу.**

$$C_P > C_V.$$



Следовательно, проводимое тепло затрачивается и на нагревание и на совершение работы. **Отсюда ясно, почему**

$$C_P > C_V.$$

Итак, проводимое 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 связанными простыми соотношениями. Найдём их.

Найдем связь между C_p и C_v

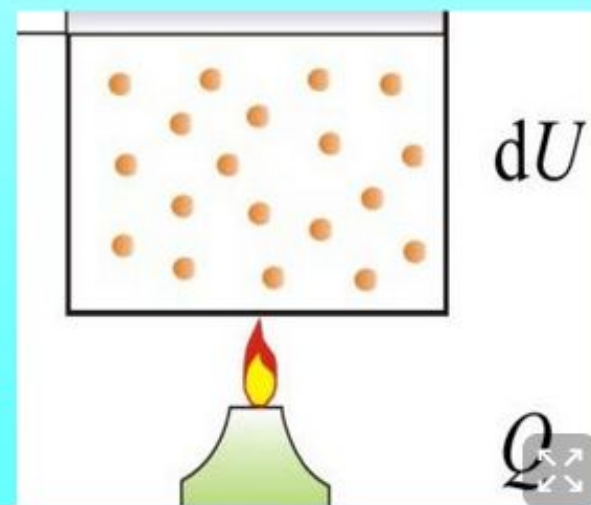
Пусть мы нагреваем один моль идеального газа **при постоянном объёме**. Тогда, из первого начала термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$. получим:

$$dQ = dU, \text{ т.к. } dA = 0 \quad (4.2.3)$$

т.е. бесконечно малое приращение количества теплоты dQ , равно приращению внутренней энергии dU .

Теплоемкость при постоянном объёме будет равна:

$$C_v = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU_\mu}{dT}.$$



В общем случае

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (4.2.4)$$

так как U может зависеть не только от температуры.

В случае идеального газа справедлива формула

$$dU_\mu = C_V dT$$

Из этого следует, что

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

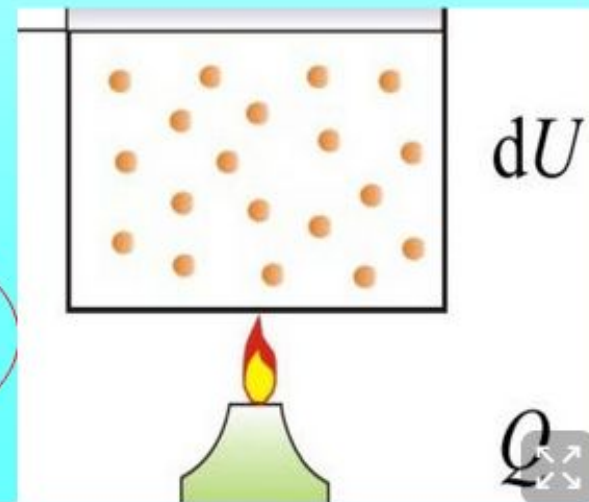
$$U_\mu = C_V T$$

Внутренняя энергия идеального газа является только функцией температуры (и не зависит от V , P и тому подобным), поэтому формула $U_{\mu} = C_V T$ справедлива для любого процесса.

И так,

при изохорическом процессе для произвольной массы идеального газа:

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



При изобарическом процессе кроме

увеличения внутренней энергии **происходит**

совершение работы газом: $\delta Q = dU + \delta A$. •

или $dQ_P = dU_\mu + PdV_\mu$ **тогда:**

$$C_P = \frac{dQ_P}{dT} = \frac{dU_\mu}{dT} + P \frac{dV_\mu}{dT}$$

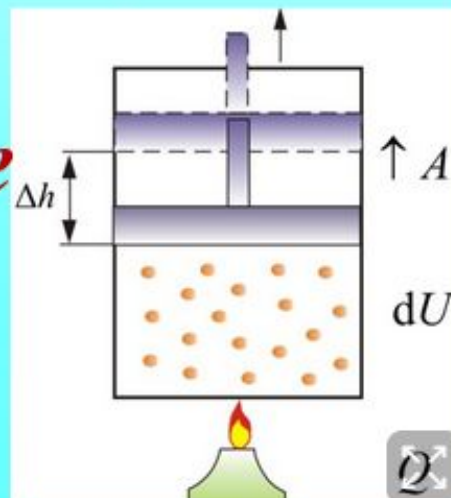
Из основного уравнения молекулярно-

кинетической теории $PV_\mu = RT$,

тогда *при изобарическом процессе*

получим:

$$C_P = C_V + R.$$



$$C_P = C_V + R.$$

Это уравнение Майера для одного моля газа.

Из него следует, что физический смысл универсальной газовой постоянной в том, что R – численно равна работе, совершаемой одним молем газа при нагревании на один градус при изобарическом процессе.

Используя это соотношение, Роберт Майер в 1842 г. вычислил механический эквивалент теплоты: **1 кал = 4,19 Дж.**

Т.к.

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

Отсюда получим **формулу Майера для удельных теплоёмкостей:**

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

(4.2.9)



4.3. Теплоёмкости одноатомных и многоатомных газов

1. Теплоёмкости одноатомных газов

Т.к. внутренняя энергия одного моля идеального газа равна $U_{\mu} = \frac{3}{2}RT$, а $C_V = \frac{dU}{dT}$, то

$$C_V = \frac{3}{2}R = 12,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}},$$

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

$dQ = dU + dA$ Учитывая физический смысл dA для *изобарических процессов* можно •

записать: $dQ_P = dU_\mu + R dT$

$$C_P = \frac{dQ_P}{dT} = \frac{dU}{dT} + R \frac{dT}{dT}$$

$$C_P = \frac{3}{2}R + R$$

Теплоемкость при постоянном давлении для одноатомных газов:

$$C_P = \frac{5}{2}R = 20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$$

$$\frac{C_P}{C_V} = \gamma,$$

***- постоянная адиабаты
(коэффициент Пуассона)***

$$\gamma = \frac{20,8}{12,5} = 1,67.$$

Так как $\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V}$.

Тогда $\gamma - 1 = \frac{R}{C_V}$ Из этого следует, что

$$C_V = \frac{R}{\gamma - 1}. \quad (4.3.5)$$

Кроме того $\gamma = \frac{i + 2}{i}$,
где i – число степеней свободы молекул.

Подставив C_V в выражение для внутренней энергии, получим: $U = \frac{m}{\mu} C_V T = \frac{m}{\mu} \frac{R}{\gamma - 1} T$,

а так как $PV = \frac{m}{\mu} RT$, то

внутреннюю энергию можно найти по формуле:

$$U = \frac{PV}{\gamma - 1}. \quad (4.3.6)$$



Теплоемкости многоатомных газов

Опыты с *двухатомными газами* такими как азот, кислород и др. показали, что

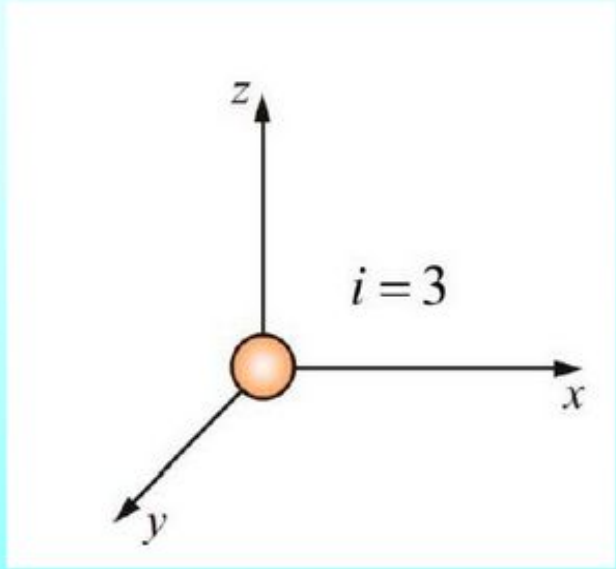
$$C_V \approx 20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

Для водяного пара и других *многоатомных газов* (CH_3 , CH_4 , и так далее)

$$C_V \approx 25 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

То есть *молекулы многоатомных газов нельзя рассматривать как материальные точки*
Необходимо учитывать вращательное движение молекул и число степеней свободы этих молекул.

Число степени свободы называется число независимых переменных, определяющих положение тела в пространстве и обозначается **i**

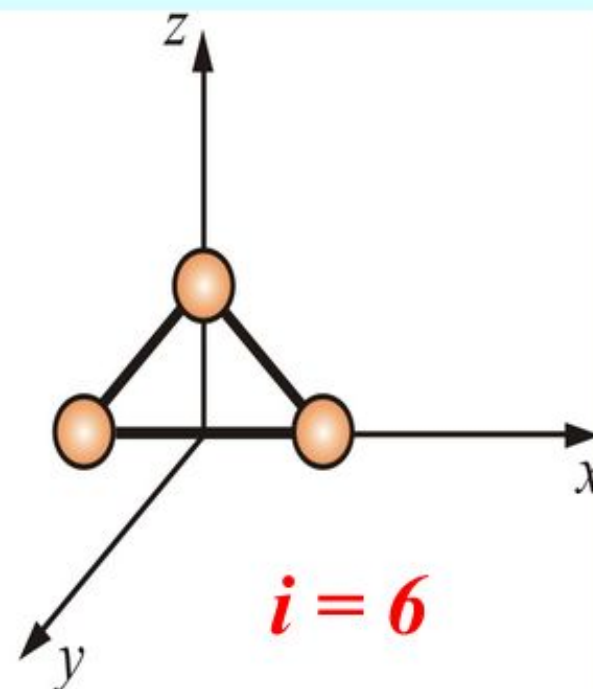
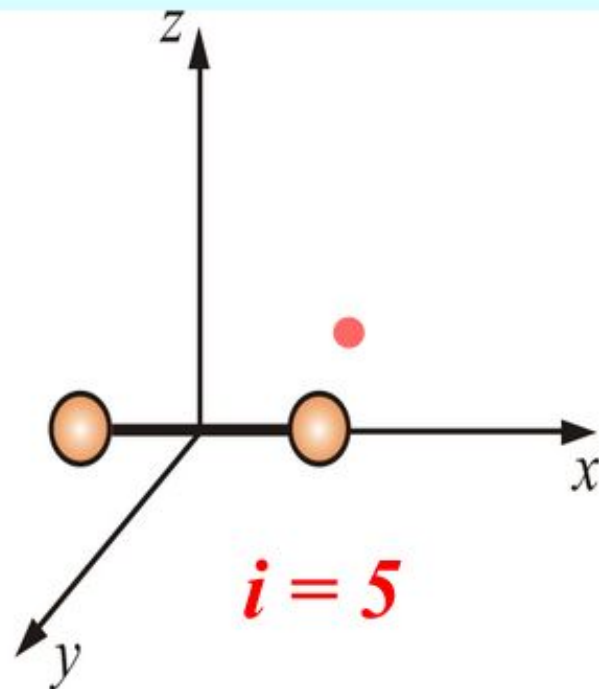
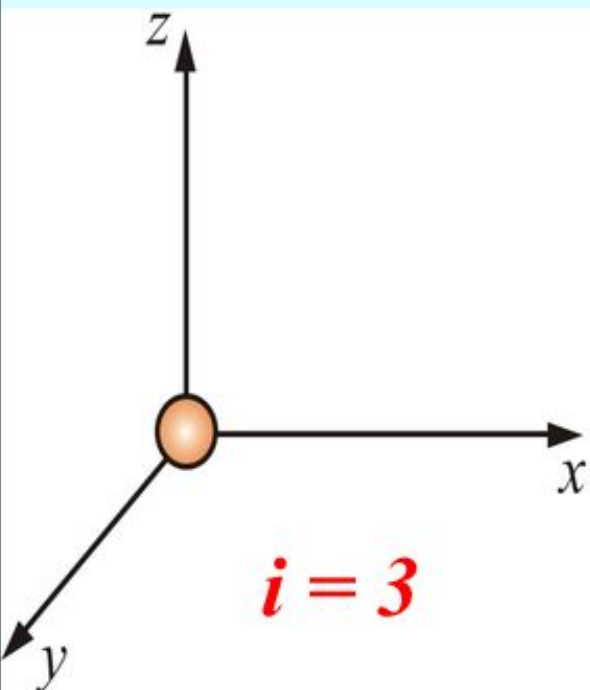


$$i = 3$$

Как видно, **положение материальной точки (одноатомной молекулы)** задаётся **тремя координатами**, поэтому **она имеет три степени свободы: $i = 3$**

У двухатомных молекул пять степеней свободы
 $i = 5,$

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.



4.4. Закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы

Больцман доказал, что, средняя энергия

$$\langle K \rangle$$

приходящаяся на одну степень

свободы равна $\frac{1}{2}kT.$



Итак, *средняя энергия приходящаяся на одну степень свободы:*

$$\bullet \langle K \rangle = \frac{1}{2} kT. \quad (4.4.1)$$



У одноатомной молекулы $i = 3$, тогда

$$\langle K \rangle = \frac{3}{2} kT,$$

для двухатомных молекул $i = 5$

$$\langle K \rangle = \frac{5}{2} kT,$$

для трёхатомных молекул $i = 6$

$$\langle K \rangle = \frac{6}{2} kT.$$

На среднюю кинетическую энергию молекулы, имеющей i -степеней свободы приходится

$$\langle K \rangle = \frac{i}{2} kT$$

(4.4.5)

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

Здесь

$$i = i_{\text{п}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{кол}}$$

(4.4.6)

Распределение энергии по степеням свободы. Внутренняя энергия идеального газа

Модель молекулы		Газ		
		одноатомный	двухатомный	трехатомный
Число степеней свободы – число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве	Поступательных	3	3	3
	вращательных	-	2	3
	всего	3	5	6

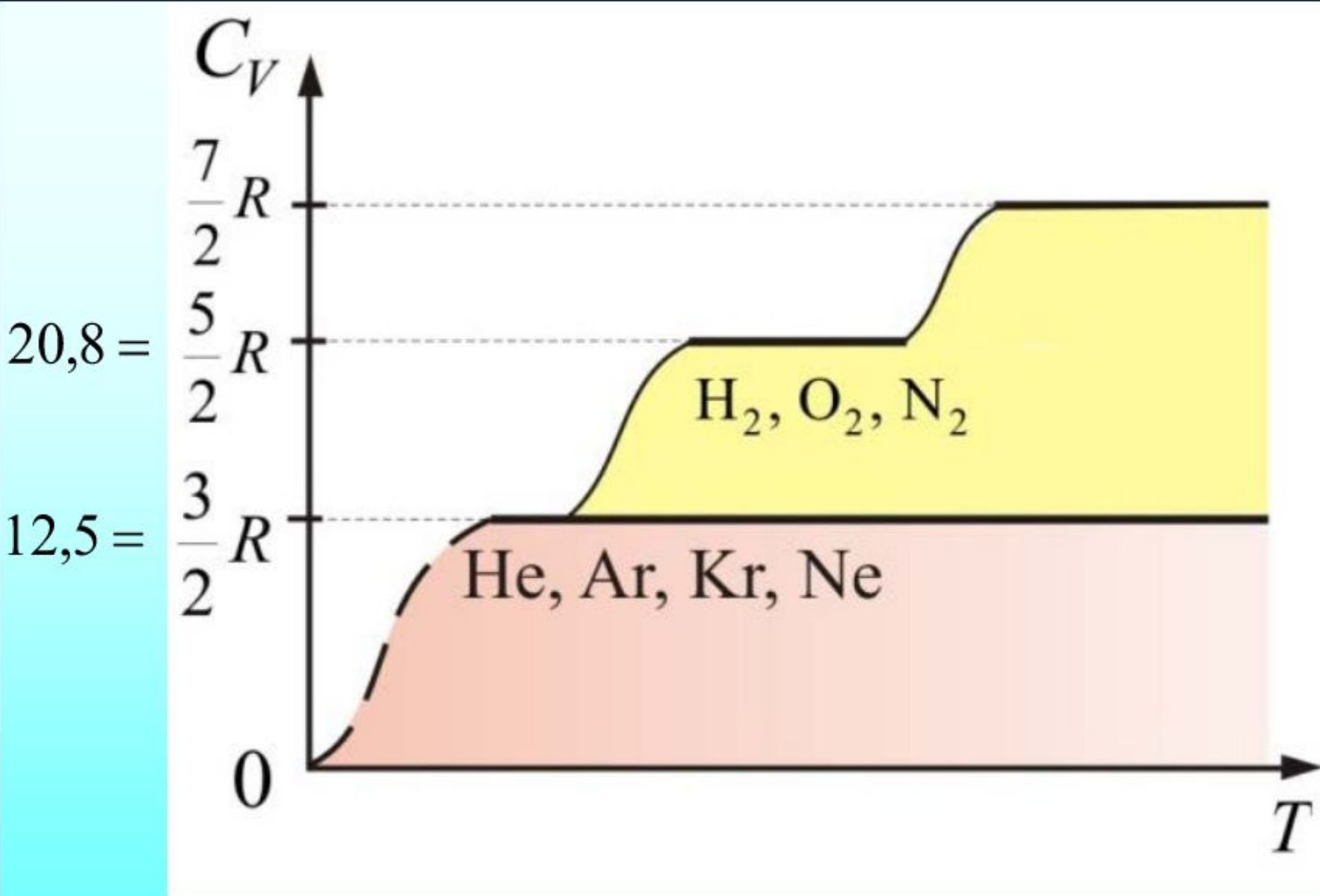
Для произвольного количества газов:

$$C_V = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R \quad , \quad (4.4.9)$$

$$C_P = \frac{m}{\mu} \frac{i + 2}{2} R. \quad (4.4.10)$$

Из теории также следует, что C_V не зависит от температуры (рис.).



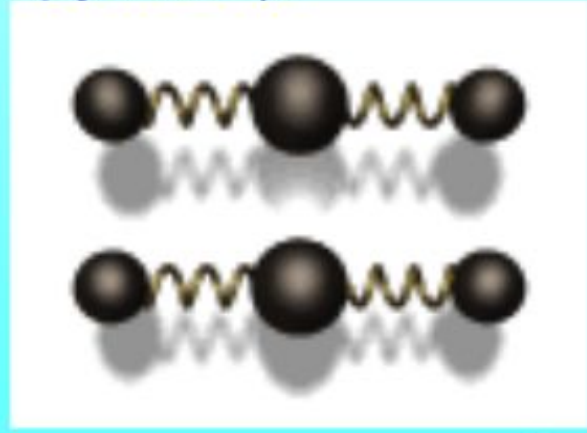


Экспериментальная
зависимость молярной теплоемкости газов от температуры

Для одноатомных газов это выполняется в очень широких пределах, а для двухатомных газов только в интервале от 100 ÷ 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).

$$i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}}$$



Одна колебательная степень свободы несет $\frac{1}{2}kT$ энергии, 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 него.

Молярные теплоемкости идеальных газов различных типов (вычисленные теоретически)

Тип газа	C_V	C_P	$C_P/C_V = \gamma$
Одноатомный	$(3/2)R$	$(5/2)R$	$5/3$
Двухатомный с вращательной степенью свободы	$(5/2)R$	$(7/2)R$	$7/5$
Двухатомный с вращательной и колебательной степенями свободы	$(7/2)R$	$(9/2)R$	$9/7$

4.5. Применение первого начала термодинамики к изопроцессам идеальных газов

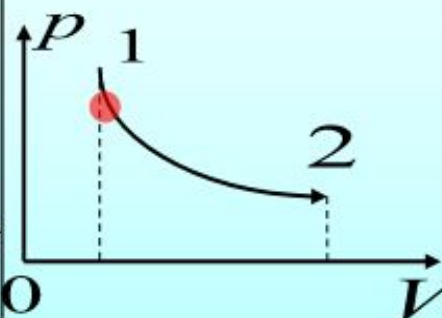
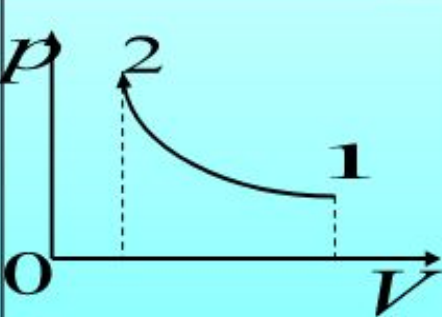
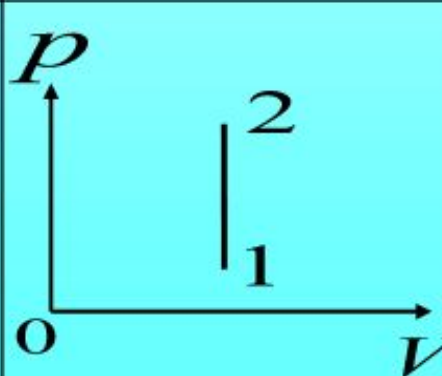
В таблице приводятся сводные данные о характеристиках изопроцессов в газах.

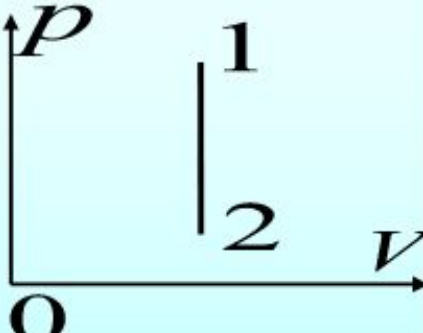
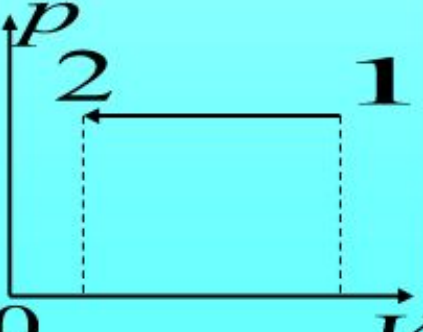
Изопроцессы – процессы, при которых один из термодинамических параметров остается постоянным

Здесь используются известные нам формулы:

$\delta Q = dU + \delta A$ – I начало термодинамики или закон сохранения энергии в термодинамике:

Сводные данные о характеристиках изопроцессов в газе

Процесс	Условие протекания	Первое начало	ΔU	A
Изотермическое расширение $T = const$		$Q = A$ ($Q > 0$)	0	$A > 0$
Изотермическое сжатие $T = const$		$Q = A$ ($Q < 0$)	0	$A < 0$
Изохорное нагревание $V = const$		$Q = \Delta U$ ($Q > 0$)	$\Delta U = Q$ ($\Delta U > 0$)	0

Процесс	Условие протекания	Первое начало	ΔU	A
Изохорное охлаждение		$Q = \Delta U$ $(Q < 0)$	$\Delta U = Q$ $(\Delta U < 0)$	0
Изобарное расширение		$Q = \Delta U + A$ $(Q > 0)$	$\Delta U = Q - A$ $(\Delta U > 0)$	$p(V_2 - V_1) =$ $= \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1)$ $(A > 0)$
Изобарное сжатие		$Q = \Delta U + A$ $(Q > 0)$	$\Delta U = Q - A$ $(\Delta U < 0)$	$p(V_2 - V_1) =$ $= \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1)$ $(A < 0)$

Адиабатный процесс - процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой. $\Delta Q = 0$

1 начало термодинамики

$$A = -\Delta U$$

В случае адиабатного процесса система совершает работу за счет убыли внутренней энергии

Уравнение Пуассона:

$$PV^\gamma = const$$

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

показатель адиабаты

Адиабатные процессы применяются в двигателях внутреннего сгорания (расширение и сжатие горючей смеси в цилиндрах), в холодильных установках.

Работа газа в адиабатном процессе

$$A = P dV \quad dQ = 0 \quad dU = \frac{m}{\mu} C_V dT$$

$$A = -\frac{m}{\mu} C_V dT$$

$$A = -\frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R dT$$

$$A = \frac{m}{\mu} \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$$

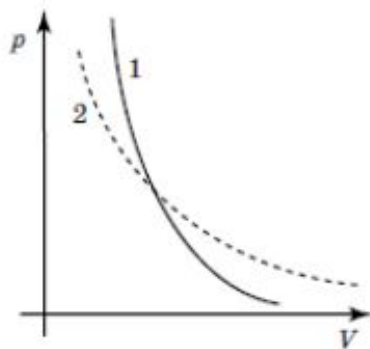


Рис. 8.1. Адиабата (1); изотерма (2)

Работа при адиабатном расширении, меньше, чем при изотермическом: при адиабатном процессе происходит охлаждение газа, тогда как при изотермическом $T = const$ за счет притока извне эквивалентного количества теплоты.

	Название процесса			
	Изохорический	Изобарический	Изотермический	Адиабатический
Условие протекания процесса	$V = \text{const}$ Закон Шарля	$P = \text{const}$ Закон Гей-Люссака	$T = \text{const}$ Закон Бойля – Мариотта	$\delta Q = 0$ $\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i}$
Связь между параметрами состояния	$\frac{P}{T} = \text{const}$	$\frac{V}{T} = \text{const}$ $PdV = \frac{m}{\mu} RdT$	$PV = \text{const}$	$PV^\gamma = \text{const}$ $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ $T^\gamma P^{\gamma-1} = \text{const}$
Первое начало ТД	$\delta Q = dU$	$\delta Q = dU + \delta A$	$\delta Q = \delta A$	$dU = -\delta A$
Работа в процессе	$\delta A = 0$ $A = 0$	$\delta A = PdV$ $A = \frac{m}{\mu} R\Delta T$ $A = \int_{V_1}^{V_2} PdV$ $A = P(V_2 - V_1)$	$\delta A = PdV$ $A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$ $A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_1}{P_2}$	$\delta A = PdV = -dU$ $A = -\Delta U = -C_V \Delta T$ $\delta A = -\frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RdT$ $A = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$

Количество теплоты, сообщённое в процессе	$\delta Q = dU$ $\delta Q = C_V dT$ $Q = C_V \Delta T$	$\delta Q = C_P dT$ $Q = C_P (T_2 - T_1)$ $Q = \frac{m}{\mu} \left(\frac{i}{2} + 1 \right) R \Delta T$	$\delta Q = \delta A$ $Q = A$	$\delta Q = 0$ $Q = 0$
Изменение внутренней энергии	$dU = \delta Q$ $\Delta U = \frac{i}{2} V \Delta P$ $\Delta U = \frac{V}{\gamma - 1} \Delta P$	$dU = C_V dT$ $U = C_V (T_2 - T_1)$ $\Delta U = \frac{i}{2} P \Delta V$ $\Delta U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R \Delta T$	$dU = 0$	$dU = -\delta A$ $U = -A = -C_V \Delta T$ $\Delta U = \frac{P_1 V_1}{T_1 (\gamma - 1)}$
Теплоёмкость	$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R$ $C_V = \frac{m}{\mu} \frac{R}{\gamma - 1}$	$C_P = \frac{m}{\mu} \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$ $C_P = \frac{dQ}{dT} = \left(\frac{i}{2} + 1 \right) R$	$C_T = \pm \infty$	$C_{ад} = 0$

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

$$PV^n = \text{const} \quad (4.5.1)$$

ИЛИ

- $$TV^{n-1} = \text{const} \quad (4.5.2)$$

Здесь n – **показатель политропы**.