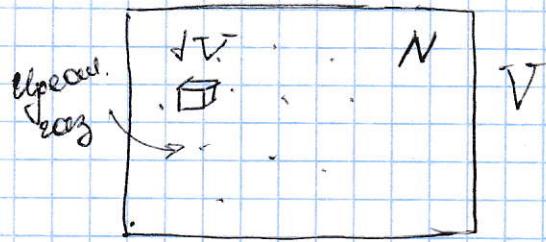


Задача 1. Распределение ячеек в пространстве в отсутствии внешних силовых полей.



В общем случае:

$$dP(x, y, z) = w(x, y, z) \frac{dx dy dz}{V}$$

~ вероятность обнаружения единичной ячейки в элементарном объеме.

где $w(x, y, z)$ - плотность вероятности (смесительная плотность вероятности трех величин).

$$dP(x, y, z) = w(x, y, z) dx dy dz$$

- вероятность обнаружения единичной ячейки в объеме dV
 $x, x + dx$
 $y, y + dy$
 $z, z + dz$

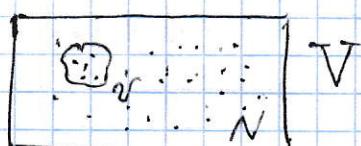
В отсутствии внешних силовых полей:

$$w(x, y, z) = \begin{cases} W_0, & \text{внутри } V \\ 0, & \text{за } V \end{cases}$$

Что соответствует условиям неравенства:

$$\iiint_{-\infty}^{\infty} w(x, y, z) dx dy dz = 1.$$

$$\int_{(V)} w_0 dV = 1. \rightarrow W_0 \cdot V = 1 \rightarrow W_0 = \frac{1}{V}$$



V - конечный объем

$$\rho = \frac{\rho_0}{V} \frac{dV}{V} \rightarrow \rho = \frac{\rho_0}{V}$$

Последующее описание m -й ячейки в объеме V

$$\langle n \rangle = \langle n \rangle \cdot V = \frac{N \cdot V}{V} = N \cdot p.$$

сферическая концепция

$$\langle n \rangle = \frac{N}{V}$$

$$\Rightarrow \boxed{\langle m \rangle = N p}$$

Следующее определение m or $\langle m \rangle$ - наз.-ся математическое ожидание.

Первый физический смысл распереска:

$$D_m = \langle (m - \langle m \rangle)^2 \rangle$$

$$D_m = \langle (m - \langle m \rangle)^2 \rangle = \langle m^2 - 2m \langle m \rangle + \langle m \rangle^2 \rangle = \\ = \langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2$$

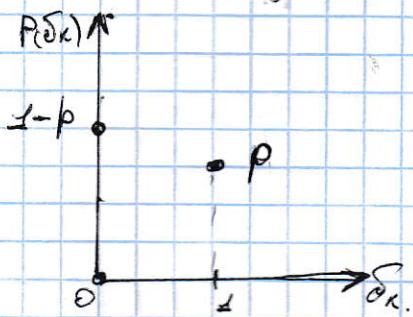
$$D_m = \langle (m - \langle m \rangle)^2 \rangle = \langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2$$

Найдём значение D_m :

Второе смыслущее величина δ_k - издикатор события:

$$\delta_k = \begin{cases} 1, & \text{если } k-\text{е значение попадает в } \Omega \\ 0, & \text{если } k-\text{е значение вне } \Omega. \end{cases}$$

Знач распереска δ_k , т.е. $P(\delta_k)$ такое:



$$m = \sum_{k=1}^N \delta_k$$

Ряд неопределенных случайных величин:

$$D_m = \sum_{k=1}^N D \delta_k = \sum_{k=1}^N (\langle \delta_k^2 \rangle - \langle \delta_k \rangle^2) \\ \langle \delta_k \rangle$$

$$\langle x \rangle = \sum x_k P(x_k)$$

$$\Rightarrow \langle \delta_k \rangle = 0 \cdot (1-p) + 1 \cdot p = p.$$

$$D_m = \sum_{k=1}^N (p - p^2) = Np(1-p) = \langle m \rangle (1-p)$$

$$\boxed{D_m = \langle m \rangle (1-p)} \approx \langle m \rangle \text{ при } p \ll 1.$$

Более адекватной первою физическим смыслом стандартное отклонение или среднеквадратичное отклонение:

$$\boxed{\sigma_m = \sqrt{D_m} = \sqrt{\langle m \rangle (1-p)}} \approx \sqrt{\langle m \rangle} \text{ при } p \ll 1$$

Ещё более адекватной характеристической является амплитуда величины - ограниченность физического:

$$\left\{ \frac{\langle m \rangle}{m} = \sqrt{\frac{1-p}{m}} \right\} \propto \frac{1}{\sqrt{m}} \text{ при } p \ll 1$$

Оценка. Расс-е по 1-му³ близкое при н.г.

$$\langle m \rangle = N_a \cdot 10^{-3} \approx 2,4 \cdot 10^{18}$$

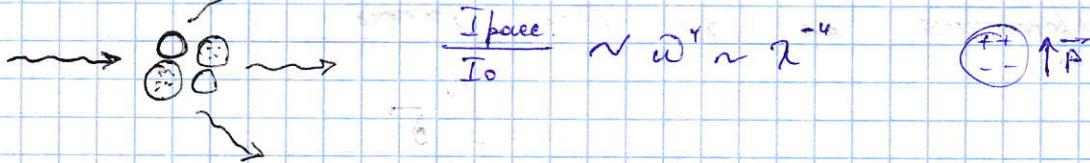
меньше начального значения.

$$\frac{\langle m \rangle}{m} \sim \frac{1}{\sqrt{m}} \sim 10^{-8}$$

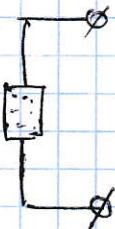
$p \ll 1$

Приближение дифракции:

1. Многолучевое, рассеяние света.



2. Число & радиоаппаратура.



Закон распределения статической вероятности m , т.е. $\Delta^m(m)$

p - вероятность наблюдения оп-го количества событий m

$1-p$ - вероятность наблюдения оп-го количества событий m

$$p''(1-p)^{N-m}$$

- вероятность наблюдения m оп-х событий события V , а остальные события более V .

ношение различия вероятности для различных состояний

$${N \choose m} = \frac{N!}{m!(N-m)!}$$

- число способов выбора m элементов из N

= математическое ожидание,
т.е. число микрогоудиций, которое
может быть равнодоступно каждое
матросование.

По теории математика вероятностей

$$P(m) = C_N^m p^m (1-p)^{N-m}$$

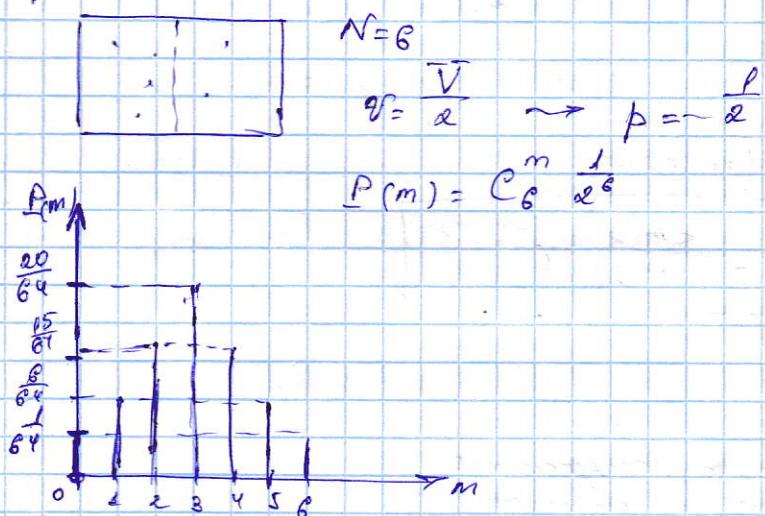
~ биномиальное распределение (расп-е браузер)

$$(p+q)^N = \sum_{m=0}^N C_N^m p^m q^{N-m}$$

При $q=1-p$:

$$\sum_{m=0}^N C_N^m p^m (1-p)^{N-m} = 1$$

Пример.



$N \rightarrow \infty$

2) Случай норма.

$N \rightarrow \infty$ и $\langle m \rangle = N \cdot p \rightarrow \infty$; т.о. $p = \text{const}$

По теории нормы математика вероятностей

$$P(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \cdot e^{-\frac{(m-\langle m \rangle)^2}{2D}}$$

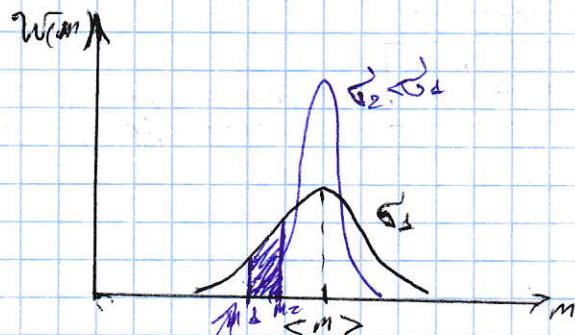
~ нормальное распределение (расп-е зонд.)

$$\langle m \rangle = Np$$

$$D = \langle m \rangle (1-p)$$

Масса m распределена по гиперболическому закону.

$$W(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \cdot e^{-\frac{(m - \langle m \rangle)^2}{2D}}$$



$$\sigma_2 = \sqrt{D}$$

$$P(m_1 \leq m \leq m_2) = \int_{m_1}^{m_2} W(m) dm$$

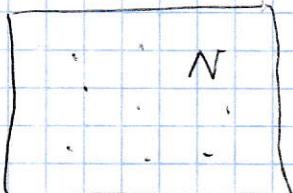
2) Симметричный Гауссов.

$$N \rightarrow \infty \text{ и } \langle m \rangle = \text{const}, \text{ т.е. } \beta \rightarrow 0$$

Симметричный Гауссов:

$$P(m) = \frac{\langle m \rangle}{m!} e^{-\langle m \rangle}$$

§3.2. Равновесное распределение
массы газа по скоростям.
(распределение Максвелла.)



~ в равновесном состоянии \rightarrow макроскопические
характеристики движущихся во всем объеме газа
одинаковы ($T, P \text{ и } \sigma$).

$$V_i(t)$$

\rightarrow т.к. неизвестна прослойка за счет
ограниченной ячейки.

Составляющий например:

V_x, V_y, V_z - направления баллончиков.

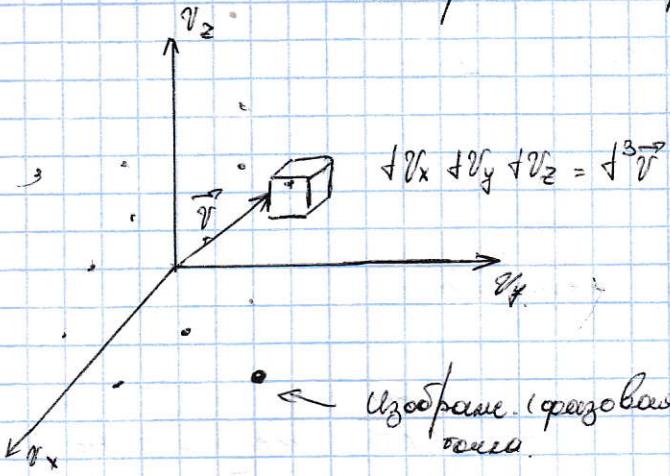
Задача - найти для трех направлений $W(V_x, V_y, V_z)$, которая определяет
вероятность:

$$dP(V_x, V_y, V_z) = W(V_x, V_y, V_z) dV_x dV_y dV_z$$

решение схематически в виде:

$$\begin{aligned} \text{для } V_x \neq 0 & \quad V_x + \delta V_x \\ \text{для } V_y \neq 0 & \quad V_y + \delta V_y \\ \text{для } V_z \neq 0 & \quad V_z + \delta V_z \end{aligned}$$

Геометрическая интерпретация:



Maxwell - закон, $\rho \propto v_z$.

Достаточно смотреть в проекции:

1. Продолжение изохорности теплового движения: все направления проецированы равнозначно \rightarrow все направления \Rightarrow равное вероятность.

Это означает: $w(v_x, v_y, v_z) = f(v^2)$

$$\text{т.е., } v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 = v^2 ; \quad v = \sqrt{v^2}$$

2. Продолжение о независимости коф. вероятн. v_x, v_y, v_z .

Это означает: $w(v_x, v_y, v_z) = w(v_x) \cdot w(v_y) \cdot w(v_z)$

$$\int p(v_x) = w(v_x) + v_x ; \quad v_x, v_x + \delta v_x$$

$$+ p(v_y) = w(v_y) + v_y ; \quad v_y, v_y + \delta v_y$$

$$\int p(v_z) = w(v_z) + v_z ; \quad v_z, v_z + \delta v_z$$

$$w(v_x, v_y, v_z) = w(v_x) w(v_y) w(v_z) = \varphi(v_x^2) \varphi(v_y^2) \varphi(v_z^2)$$

$$v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 < c^2$$

$$v_x \approx c \rightarrow v_{y,z} \approx 0$$

$$\text{т.к.: } f(v^2) = \varphi(v_x^2) \varphi(v_y^2) \varphi(v_z^2)$$

$$\varphi(v_x^2) = A \cdot e^{-\alpha v_x^2}$$

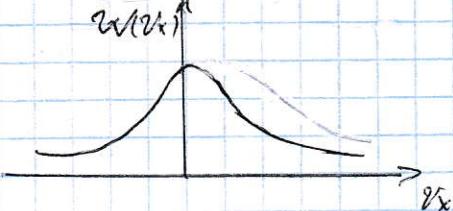
$$\varphi(v_y^2) = A \cdot e^{-\alpha v_y^2}$$

$$\varphi(v_z^2) = A \cdot e^{-\alpha v_z^2}$$

$$w(v_x) = A \cdot e^{-\alpha v_x^2}$$

$$\langle v_x \rangle = 0$$

$$\rightarrow F(v^2) = A^3 e^{-\alpha v^2}$$



Нормиров A и α .

$$\text{Числовое выражение: } \int_{-\infty}^{\infty} w(v_x) dv_x = 1$$

$$A \cdot \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha v_x^2} dv_x = 1$$

$\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}$ - неизвестный параметр.

$$A = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}$$

Без вычера (норма): $\alpha = \frac{m}{2kT}$, где m - масса молекул
 $R = \frac{k}{N_A} \approx 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$

$$\Rightarrow W(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}}$$

- распределение Maxwell'a по прямой скорости.

$$W(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

- распределение Maxwell'a по всему пространству.

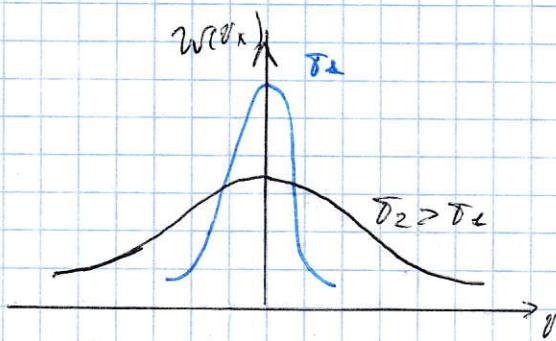
В газовой форме:

$$\left\{ \langle dN(v_x) \rangle = N \cdot W(v_x) dv_x \right\}$$

сферическое мясо
распределение по прямой скорости

$$\left\{ \langle dN(v_x, v_y, v_z) \rangle = N \cdot W(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \right\}$$

сферическое мясо распределение по прямой скорости



$$\langle v_x \rangle = 0$$

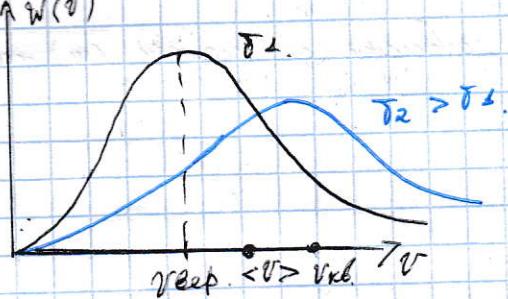
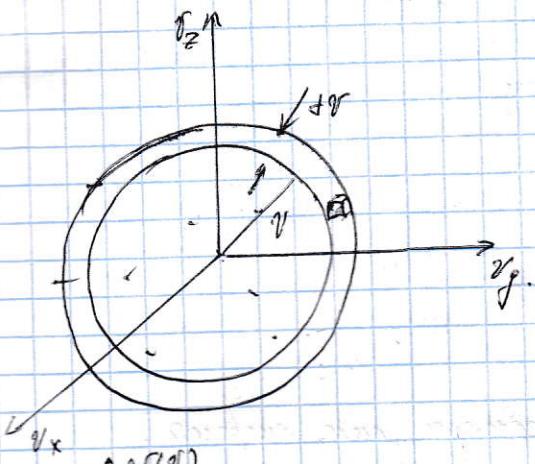
$$\overline{v^2} = \langle v_x^2 \rangle = \frac{kT}{m}$$

Распределение плотности по
нормальному закону.

Задача: найти $w(v)$, которая определяет

$$dP(r) = w(v) dv; \quad v, v+dv$$

Естественное распределение:



$$dP(r) = w(v_x, v_y, v_z) 4\pi v^2 dv$$

$$w(v) = 4\pi v^2 \cdot w(v_x, v_y, v_z)$$

$$\Rightarrow \left\{ w(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \right\}$$

$$\text{Максимум вероятности при } v_{rep}: \frac{dW(v)}{dv} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dv} (v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}}) = 0$$

$$\Rightarrow 2v \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} - v^2 \frac{m}{kT} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} = 0$$

$$v=0, \quad v = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

$$\boxed{v_{rep} = \sqrt{\frac{kT}{m}}} = \sqrt{\frac{2kT}{\mu}}$$

$$RN_A = R$$

$$mN_A = \mu$$

Средняя из-за $\langle v \rangle$:

$$\langle v \rangle = \int_0^\infty v \cdot w(v) dv = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{kT}{m}} \rightarrow \boxed{\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{kT}{m}}}$$

Среднее квадратичное из-за v_{kb} :

$$v_{kb} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \int_0^\infty v^2 w(v) dv = \dots$$

Если есть некая среднеквадратичная величина

$x, w(x)$

$$\langle f(x) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) w(x) dx$$

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{K\bar{T}}{m}$$

$$\begin{aligned} \langle v^2 \rangle &= \langle v_x^2 \rangle + \langle v_y^2 \rangle + \langle v_z^2 \rangle = \frac{3K\bar{T}}{m} \\ &\Rightarrow \boxed{v_{kb} = \sqrt{\frac{3K\bar{T}}{m}}} \end{aligned}$$

Нек. Зад: $\langle \bar{W}_k \rangle = \langle \frac{mv^2}{2} \rangle = \frac{m v_{kb}^2}{2} = \frac{3}{2} K\bar{T}$

$$\boxed{\langle \bar{W}_k \rangle = \frac{3}{2} K\bar{T}}$$
 - выражение кин. энергии.

~ все зависит от массы (и) молекул!

Следствие:

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8K\bar{T}}{\pi \mu}}$$

$\bar{T} = 300 \text{ K}$.

Де: $\mu = 32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}}$ $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8}{3,14} \cdot \frac{8,31 \cdot 300}{32 \cdot 10^{-3}}} \approx 0,5 \frac{\text{км}}{\text{с}}$

На: $\mu = 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{моль}}$ $\langle v \rangle \approx 2 \frac{\text{км}}{\text{с}}$

Замечания:

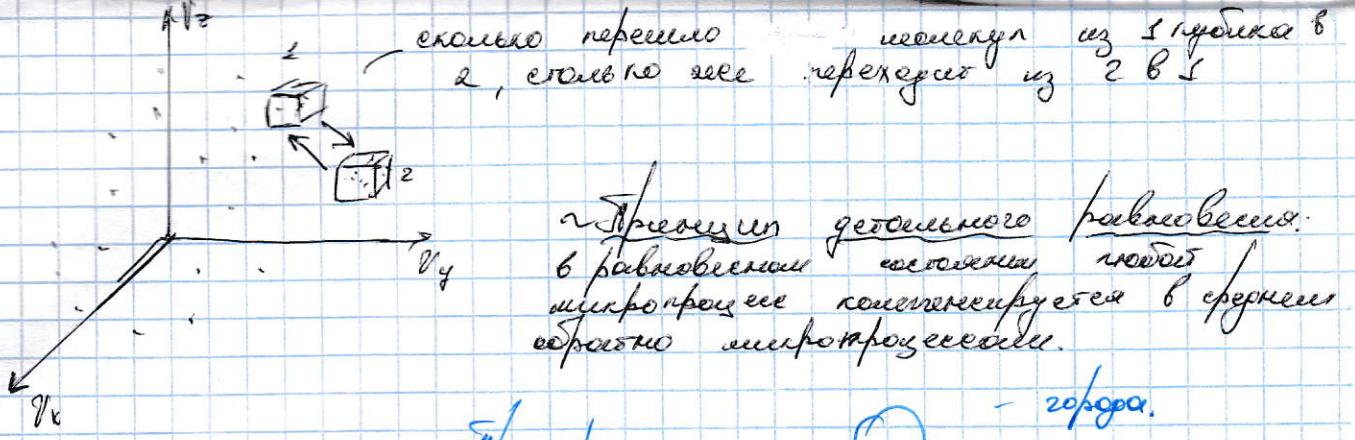
① Распределение Максвелла справедливо для телескопий из бесконечно легких частиц, движущихся которых не имеющей массы.

② Кинетическое расп. газов \rightarrow расп. Максвелла. Видимо, справедливо, если

$$\bar{W}_k = \frac{P^2}{2m}$$

③ (Расп. Максвелла и рабочее расп.-е.)

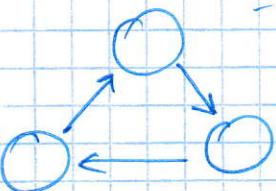
Численное расп.-е. отличается от Максвелловому за счет коррекции



Процесс гравитационного равновесия:
в равновесии находят микропроцессы конвертируются в сущесв. естественные микротрещинки.

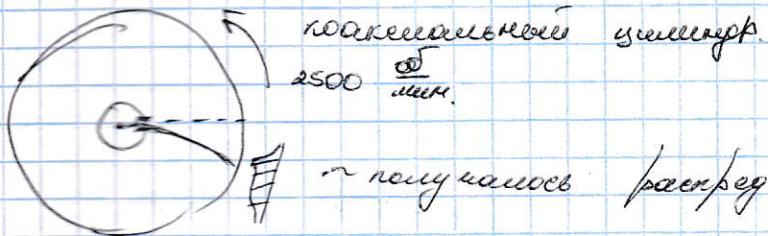
Пример:

- города.



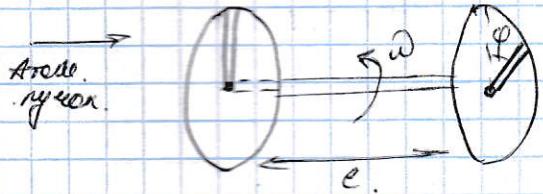
Использование проверки
проверка Максвелла.

1. Stern - 1920.



и получилось распределение по окруж.

2. Осадка Земли (1924) и динамика (1926-1929):



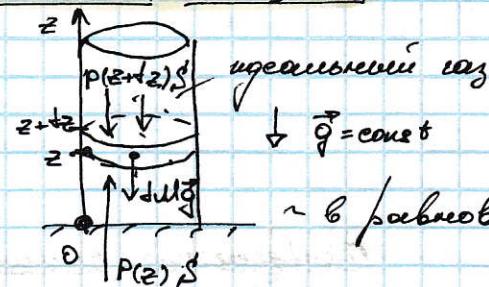
$$\Rightarrow V = \frac{e}{\varphi/\omega} = \frac{\omega e}{\varphi}$$

24.03.2020.

§3.3. Распределение Больцмана

Распределение Больцмана - Барометрическая

Барометрическая формула:



исходящий газ

$$\vec{g} = \text{const}$$

\sim в равновесии состоян ($\delta = \text{const}$)

Уравнение мех-ого равновесия: $dmg + p(z+dz)S - p(z)S = 0$

$$dmg = m \cdot n \cdot \sqrt{2} dz$$

m - масса молекулы

n - концентрация молекул

$$p(z+dz) - p(z) = \frac{dp}{dz} \cdot dz$$

$p = n k T$, где k - постоянная Больцмана.

$$p dV = \frac{dM}{\mu} RT$$

$$m \cdot N_A$$

$$\Rightarrow \frac{dp}{dz} = - \frac{mg}{kT} p$$

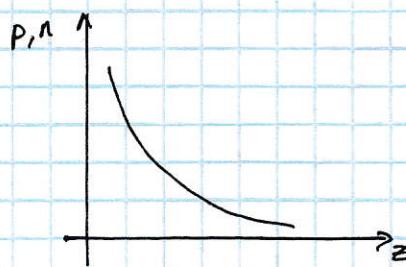
$$\frac{dp}{p} = - \frac{mg}{kT} dz \rightarrow \ln p = - \frac{mgz}{kT} + \ln C$$

$$\Rightarrow p(z) = C \cdot e^{-\frac{mgz}{kT}}$$

$$p(z) = p(0) \cdot e^{-\frac{mgz}{kT}} = p(0) \cdot e^{-\frac{mgz}{RT}}$$

Используя $p = n k T$,

$$n(z) = n(0) \cdot e^{-\frac{mgz}{RT}} \quad \text{— барометрическая формула}$$



Различие: это зависимость является обратно пропорциональной двух факторов. Гравитационная и масса единицы распределяется все молекулы на поверхности Земли. А гравитация распределяет молекулы равномерно по высоте.

Для сухого газа: барометрическая формула должна действовать для каждого сорта газа отдельно.

p -парциальное давление ($p_{\text{раб.}} = \sum p_{\text{раб.}}$)

$$\text{На;} \mu = 28 \frac{\text{моль}}{\text{кг}}$$

$$\text{Од;} \mu = 32 \frac{\text{моль}}{\text{кг}}$$

$$-\frac{2}{130000}$$

$$\text{Прич. вид формулы: } n(z) = n(0) \cdot e$$

$$\text{зде } N_{\text{атр.}} = \frac{RT}{mg} = \frac{RT}{kT} = \frac{R}{k} - \text{энергетическая генерация атомов}$$

Пример: $T = 300 \text{ K}$.

$$\begin{aligned} \mu &= 29 \cdot 10^{-3} \frac{\text{ж/км}}{\text{Дж}} \\ R &= 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{моль}} \end{aligned} \rightarrow N_{\text{атр.}} \approx 8,30 \text{ моль}$$

Распределение Больцмана.

Концепция, когда входит в балансировочную формулу — это то самое же среднее концепцию.

$$\langle n(z) \rangle = \langle n(0) \rangle \cdot e^{-\frac{mgh}{kT}} = \langle n(0) \rangle \cdot e^{-\frac{W_n(z)}{kT}} \sim \text{без вр.}$$

W_n — подсчитанная энергия молекул

! Распределение концепции не зависит от природы частиц, которая действует на молекулы.

$$\left\{ \langle n(\vec{r}) \rangle = \text{const.} \cdot e^{-\frac{W_n(\vec{r})}{kT}} \right\} \sim \text{распределение Больцмана.}$$

(Boltzmann -авт.)

const — неизвестная из условий нормировки:

$$\int_V \langle n(\vec{r}) \rangle dV = N \quad \Rightarrow \text{const} = \frac{N}{\int_V \langle n(\vec{r}) \rangle dV}$$

$$\left. \begin{aligned} \langle n(\vec{r}) \rangle &= \text{const.} \cdot e^{-\frac{W_n(\vec{r})}{kT}} \\ \langle n(\vec{r}_0) \rangle &= \text{const.} \cdot e^{-\frac{W_n(\vec{r}_0)}{kT}} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \langle n(\vec{r}) \rangle = \langle n(\vec{r}_0) \rangle \cdot e^{-\frac{W_n(\vec{r}) - W_n(\vec{r}_0)}{kT}}$$

~ без условий нормировки.

Концепция среднее число частиц $\langle dN(\vec{r}) \rangle$ находящихся в зоне единиц

$$dx dy dz = d^3r$$

$$\langle dN(\vec{r}) \rangle = \langle n(\vec{r}) \rangle \underbrace{dx dy dz}_{d^3r} - \text{без сущих занес}$$

($\neq 0$ к.к.)

$$\text{С другой стороны: } \langle dN(\vec{r}) \rangle = N \cdot w(x, y, z) dx dy dz$$

здесь $w(x, y, z)$ — небольшое вероятности, определяющее вероятность

$dP(x, y, z) = w(x, y, z) dx dy dz$ того, что координата молекул лежит в интервале

$$x, x + dx$$

$$y, y + dy$$

$$z, z + dz$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{aligned} w(x, y, z) &= \text{const.} \cdot e^{-\frac{W_n(x, y, z)}{kT}} \\ w(x, y, z) &= \text{const.} \cdot e^{-\frac{W_n(x, y, z)}{kT}} \end{aligned} \right\}$$

— распределение Больцмана (без сущих занесов)

const - из условия корнирования:

$$\iiint_V W(x, y, z) dx dy dz = 1 \Rightarrow \text{const} = \frac{1}{\iiint_V e^{-\frac{W(x, y, z)}{\kappa^2}} dx dy dz}$$

Следующий вид распределения: вытекающий из самоподобного распределения \rightarrow распределение при условии, что молекулы не взаимодействуют друг с другом или расстояния. т.е. изотропное распределение \sim равное значение пот. энергии отр. молекул (чрезвычайно грубый!)

Распределение Максвелла-Больцмана.

У нас есть:

$$W(x, y, z) = \text{const} \cdot e^{-\frac{Wn}{\kappa^2}} \quad - \text{f. Больцмана, вблизи } x, y, z$$

$$W(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi\kappa^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{Wn}{\kappa^2}} \quad - \text{f. Максвелла, вблизи } v_x, v_y, v_z$$

координатные молекулы и координаты ср-ся \rightarrow это независимое распределение величин.

$$W(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = W(x, y, z) \cdot W(v_x, v_y, v_z)$$

$$\underbrace{W(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = \text{const} \cdot e^{-\frac{Wn}{\kappa^2}}}_{\text{распределение Максвелла-Больцмана.}}$$

$$\text{где } W = Wn(r^2) + \frac{mv^2}{2} \quad - \text{механическая энергия молекул.}$$

$$\int P(x, y, z, v_x, v_y, v_z) = W(x, y, z, v_x, v_y, v_z) + x + y + z \int dv_x dv_y dv_z$$

Следует распределение Максвелла и Больцмана.

Распределение Максвелла-Больцмана \rightarrow равновесное распределение в виде гаусса,

Видимо:

$$\delta = \text{const} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot e^{-\frac{\delta^2}{2}}$$

$$\frac{m\sigma^2}{2} = \frac{mV_0^2}{2} - mg h$$

$$\langle W_n \rangle = \frac{3}{2} \kappa^2$$

Ось: из тех молекул, которые лежат выше вверх, не все молекулы достигают этого уровня

Дифференциальное выражение распределения Максвелла-Больцмана. (Опис Гермена).

Другой раз - правильное изображение:

Масса \rightarrow Масса - постоянна.

Макроскопическое значение массы - не бывает

Образное значение массы.

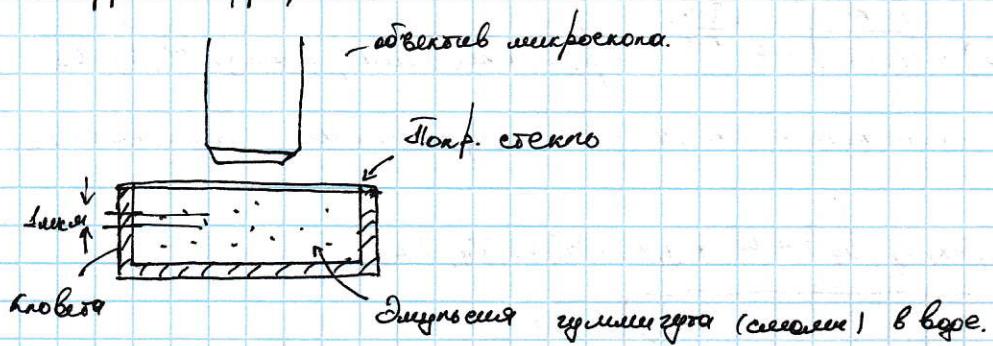
Равн.-е большинство спиральных для малых макроскопических частичек, взвешиваемых в воздухе:

$$n(z) = n(0) \cdot e^{-\frac{m'g z}{kT}}$$

$$m' = m \left(1 - \frac{\rho_{\text{возд}}}{\rho} \right)$$

m - масса частицы
 $\rho_{\text{возд}}$ - плотность воздуха
 ρ - плотность измеряемой частицы

Лоренц - опп., 1906 - 1911:



Радиус частицы $\sim 0,1$ мкм = 100 нм.

Регулируется: $n(z)$ зависит экспоненциальными,

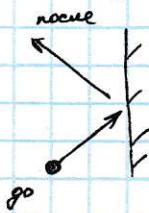
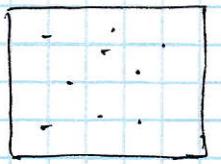
$$n_2 = n(0) \cdot e^{-\frac{m'g z_2}{kT}}$$

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{\frac{m'g(z_2 - z_1)}{kT}}$$

$$\Rightarrow R = \frac{m'g(z_2 - z_1)}{kT \ln \frac{n_1}{n_2}}$$

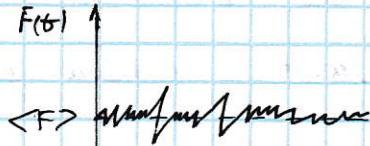
$$\Rightarrow \text{диаметр } N_A = \frac{R}{\pi}$$

Задача 4. Давление газа с точки зрения макроскопического метода.

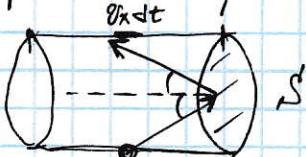


$$P = \frac{\langle F \rangle}{S}$$

Изменение импульса частицей под действием силы со стороны газа.
=》 по III З.Н. молекула действует с силой на склон.



Дифференциальный расчет давления:



Рассмотрим в начальном состояниях с $v_x, v_x + dv_x$

За время dt в площадке S скапливается новое количество:

$$\langle dv_n(v_x) \rangle = S \cdot v_x dt$$

среднее количество частиц данного состояния

Действует пренебрежимо малое равновесие, а сколько молекул было изначально, сколько все в среднем и будет.

$$\langle dv_n(v_x) \rangle = \langle n \rangle W(v_x) dv_x$$

Изменение x -координаты импульса одной молекулы равно $-dv_x$
(под P_x понимается импульс конечного количества молекул - конечное значение)

Изменение количества всех молекул данного состояния:

$$-2P_x \cdot \langle dv_n(v_x) \rangle \approx P_x dv_x dt = -2P_x \cdot \langle n \rangle W(v_x) dv_x S v_x dt$$

Находим среднее значение силы:

$$\Rightarrow \langle dF \rangle = \frac{dS \langle n \rangle P_x v_x W(v_x) dv_x dt}{dt}$$

=》 Постоянство силы, т.е. со стороны молекул со временем не меняется:

$$\langle F \rangle = 2S \langle n \rangle \int_0^{\infty} P_x v_x W(v_x) dv_x$$

$$\frac{1}{2} \langle P_x v_x \rangle - \underline{\text{помехи?}}$$

Если есть аэро. величина $\lambda, W(x)$

$$\langle f(x) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) W(x) dx$$

$$\Rightarrow p = \frac{<F>}{S} = <\mathbf{n}> <\mathbf{p}_x \mathbf{v}_x>$$

Также $<\mathbf{n}> = \mathbf{n}$ (согласно закону Ньютона)

Для молекул \perp оси y : $p = n <\mathbf{p}_y \mathbf{v}_y>$

Для молекул \perp оси z : $p = n <\mathbf{p}_z \mathbf{v}_z>$

В итоге избранных генеральных уравнений: $<\mathbf{p}_x \mathbf{v}_x> = <\mathbf{p}_y \mathbf{v}_y> = <\mathbf{p}_z \mathbf{v}_z> = \frac{1}{3} <(\vec{\mathbf{p}}; \vec{\mathbf{v}})>$

Закон Гейслера - средняя избранных генеральных уравнений.

$$\Rightarrow \boxed{p = \frac{1}{3} n <\vec{\mathbf{p}} \vec{\mathbf{v}}>} \quad \text{- давление}$$

В случае неравновесных состояний молекул.

$$\vec{\mathbf{p}} = m \vec{\mathbf{v}} \quad \text{и} \quad <\vec{\mathbf{p}} \vec{\mathbf{v}}> = <m \mathbf{v}^2> = 2 <\bar{W}_K>$$

$$\Rightarrow \boxed{p = \frac{2}{3} n <\bar{W}_K>} \quad \text{- основное ур-е кинетической теории газов.}$$

$\langle \bar{W}_K \rangle$ - средняя кин. энергия поступательного движения молекул.

Верим $u = n <\bar{W}_K>$ - средняя плотность кинетической энергии поступательного движения молекул, т.е. средняя кин. энергия ^{однородного} _{однородного} молекул бессструктурного газа.

$$\Rightarrow \boxed{p = \frac{2}{3} u} \quad \text{- давление газа производимое молекулами, с которых энергия размазана по всему.}$$

Вспомним, что $\langle \bar{W}_K \rangle = \frac{3}{2} k \delta$,

$$\text{тогда } \boxed{p = n k \delta}, \quad u = n \cdot \frac{3}{2} k \delta$$

Уравнение состояния идеального газа.

Ур-е состояния

- ур-е, связывающее основные макроскопические параметры газа, т.е. p, V, T в равновесном состоянии

$$f(p, V, T) = 0$$

$$\boxed{N : \vdots \vdots \vdots \vdots} \quad V$$

$$p = n k \delta / V$$

$$pV = \underbrace{n \cdot V \cdot k \delta}_{N = \text{const}}, \quad N \cdot k = R$$

Идеал газ

$$\Rightarrow \boxed{PV = \frac{2}{3}RT}$$

~yb-e Капелло - Менделеев
(Санкт-Петербург - opt., 1834.)

Другой вид yb. K-M:

$$P = \frac{e}{3} u \cdot 1 \cdot V \rightarrow \boxed{PV = \frac{e}{3} U}, \text{ где } U = u \cdot V = n \cdot \frac{3}{2} kT \cdot V = N \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \nu R T$$

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

- Внешн. энергия газа, изв. с
распространением молекул.

Несимметрический перенос.

Явление переноса - это процесс в неоднородных системах, ког. сопровождается неизмен. равновесия состояния.

Почему перенос? Неоднородность состоит в том, что в одних местах есть избыток чего-то, а в других - недостаток. Поэтому стремление к равновесию выражается в переносе избытка - либо физ. величин в одно место в другое.

Примеры явления переноса:

диффузия - перенос в-ва (существует сами) при нахождении в системе предметов его концентрации (пример - распространение запаха);

теплопередача - перенос ког. энергии теплового излучения (тепла) при нахождении в системе предметов температурой;

выпрямление тока (воздух) - перенос упорядоченного движения в потоке в предметах скорости ν .

В основе явления переноса лежит гравитационное движение.

При $T = 300 \text{ K}$: $\langle v \rangle \approx 0,5 \text{ km/s}$ для O_2 .

$\langle v \rangle \approx 2 \text{ km/s}$ для H_2

- порядка единиц км/секунды.

Почему же зерна первично распределаются по контейнеру?

Концепция: предмет - стационарное движение!

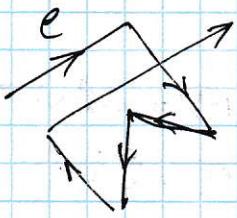


Молекулы проходят горизонтальное движение от одного стационарного к другому стационарному. В результате стационарного, ее скорость разные молекулы как по величине, так и по направлению. В результате, стационар - молекулы движутся с большими ког. скор. зернах.

Молекула беспорядочно движется, ее передвижение приводит к переносу.

Для концепции описания явления Концепция связана с физико-химическим явлением переносом.

§3.6. Средняя длина свободного пробега молекул в газах.



Длина пробега между двумя столкновениями суперрешетки
 ℓ - средн. величина.

Средняя длина свободного пробега $\lambda = \langle \ell \rangle$

Экспериментально (в прямом) определяется как

$$\frac{1}{Z} \sum_{i=1}^Z \ell_i, \text{ где } Z - \text{число зёрен.}$$

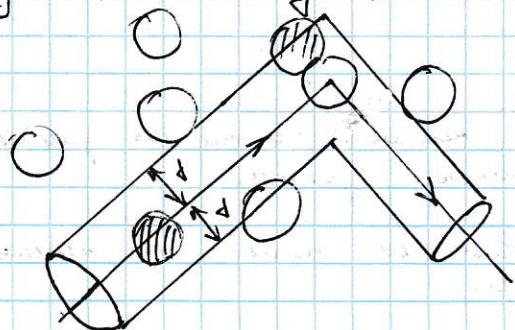
Расчёт λ в шарах сферических молекул

Считаем, молекулы - сферические шарины диаметра d : $\bigcirc \square A$

Взаимодействуют только при соприкосновении $\Delta r \approx A = 10^{-10} \text{ м.}$
- средн. раз

$$d \approx 2,2 \text{ Å} \\ Ar \approx 3,8 \text{ Å}$$

Для упрощения рассмотрим предположение, как 350 зёрен лежатся, то есть не перекрывают, кроме этого, лежат, ласкающие все своих соседей. Пространство за пределами зёрен пусто:



Поверхность каждого зёренок разделена в четырёх направлениях на сферические молекулы. Давление не зависит от зёренок, зёренки находятся внутри чистого пространства

За время t проходит в среднем $l = \langle v \rangle t$, значит средн. расстояние между зёренками λ равно

$$V = \pi d^2 h = \pi d^2 \langle v \rangle t \quad \leftarrow \text{при } t \ll \lambda$$

Среднее число суперрешетки зёрен t : $Z = V \cdot n$, n - концентр. молекул.

Среднее зёренко суперрешетки: $\bar{\tau} = \frac{2}{\pi} = \pi d^2 n \langle v \rangle$.

Средняя длина свободного пробега: $\lambda = \frac{l}{Z} = \frac{\langle v \rangle}{\bar{\tau}} = \frac{1}{\pi d^2 n}$

Учёт решения всех зёренок приводит к более точному выражению:

$$\bar{\tau} = \sqrt{2} \pi d^2 n \langle v \rangle$$

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n}$$

πd^2 - площадь сечения зёренок
(площадь сечения сферы суперрешетки)

Оценки: при н.з. n равно $N_n \approx 2,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, возмущ. $d \approx 2,2 \text{ Å}$ (He),
тогда:

$$\lambda \approx 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 170 \text{ мкм}$$

Это в $\sim 10^3$ раз $> d$, это оправдывает предположение.

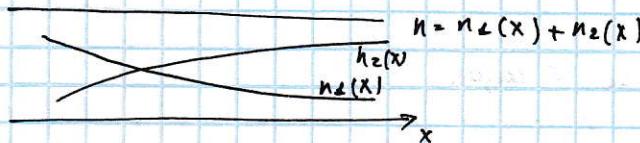
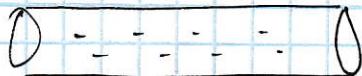
$\langle v \rangle \sim 0,2 - 1 \frac{\text{мл}}{\text{с}}$ в заб. ор. суперрешетки

$$\tau \approx 10^3 - 10^{10} \text{ с}$$

Среднее время свободного пробега

$$\tau \approx 10^{-2} \approx 10^{-9} - 10^{-20} \text{ с.}$$

§3.4. Диффузия в газах.



Рассмотрим в системе (трубе - диффузоре).
изменение концентрации газовой смеси:

$$D = \text{const}, \quad n = n_1(x) + n_2(x) = \text{const}$$

помещенное в конусообразную трубу.

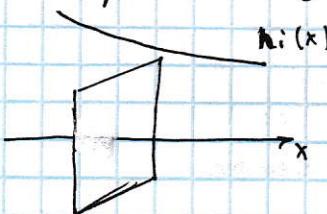
т.е. $\rho = nkt = \text{const}$ - мех. равновесие.

Считаем, что молекулы концентрируются газа находятся в равновесии: $n_1 \approx n_2$, $D \approx d$.
~ сопоставляя предыдущий

Например: изотопии одного газа; CO и N₂ ($m_2 = 28$) или CO₂ и NeO ($m_2 = 44$)

Система будет состояться в равновесии, если $n_1 = \text{const}$ и $n_2 = \text{const}$, т.е. газы будут перемешиваться. Концентрациях молекул не изменяется, перемешивание будет до тех пор, пока процесс диффузии: в конусе газового резонатора - сработка диффузии, в трубе - нет.

Диффузионный закон диффузии: Установлен экспериментально.



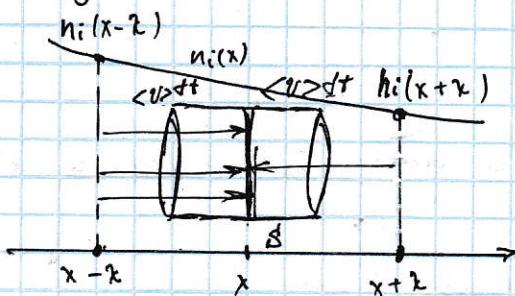
$$J_x^{(n_i)} = -D \frac{dn_i}{dx} S \quad \text{- закон Фика.}$$

$J_x^{(n_i)}$ - диффузионный поток молекул i -го вида через поверхность S в оси x ,

D - коэффициент диффузии ($D > 0$)

Вывод закона Фика.

Будем использовать упрощенное выражение газового давления (правило Бойоля):
коэффициент газового давления всех молекул одинаков $<v>$;
газ. давление = $\frac{1}{3}$ от числа молекул, пар. осад. коэффициент



за δt через S проходит число молекул i -го вида:

$$\delta N_i = \frac{1}{3} n_i(x-\delta t) \delta S <v> \delta t - \frac{1}{3} n_i(x+\delta t) \delta S <v> \delta t$$

число молекул, выше по оси

против x .

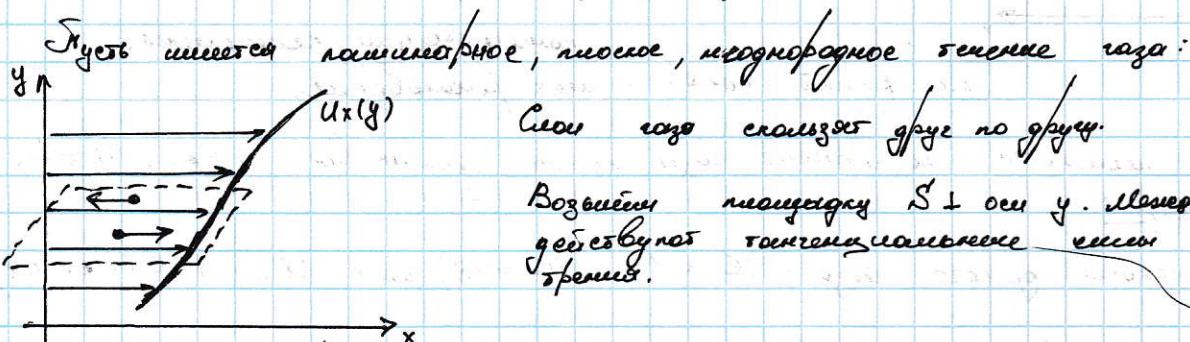
$n_i(x \pm \delta t)$ зависят от времени, где последнее обозначает переход δt .

$$n_i(x-2) - n_i(x+2) \approx -\frac{dn_i}{dx} \cdot 2L$$

В итоге: $\frac{(n_i)}{J_x} = \frac{dn_i}{dt} = -\frac{1}{3} \langle v \rangle L \underbrace{\frac{dn_i}{dx}}_D S$ - получили з. ф. Рика!

$$\boxed{D = \frac{1}{3} \langle v \rangle L} \Leftrightarrow \frac{1}{n_i} \sqrt{\frac{T}{m}}$$

§3.8. Внутреннее трение в газах.



Закон вязкого трения был установлен Ньютона экспериментально «методом проб».

$$\boxed{F_T = \eta \left| \frac{dU_x}{dy} \right| S} \quad (\text{Newton - закон, 1687})$$

Это сила, прикасающаяся к поверхности соприкосновения S .

$\frac{dU_x}{dy}$ - градиент скорости в сечении, где force S .

η - (динамическая) вязкость

F_T связана с движением переноса в первоначальных сечениях.

В чём первоначальность сущности?

~ Средний вектор скорости молекул $\langle \vec{v} \rangle$ движется в разных точках сфер.

Модель: $\vec{v} = \vec{v}_{\text{спр}} + \vec{U}(y) \rightarrow \langle \vec{v} \rangle = \langle \vec{v}_{\text{спр}} \rangle + \vec{U}(y)$

спр. упор.

Сила внутр. трения сущности передает силу в равновесии согласно с $\vec{v} = \text{const.}$

А что происходит?

По з. ф. ади. скользкая сущ.

\vec{F} действует упорядоченным, первоначальным образом на один из объектов в газе.

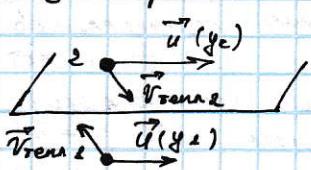
Таким образом, закон внутр. трения з. ф. записан в виде

$$\boxed{\frac{(P_A)}{J_y} = -\eta \frac{dU_x}{dy} S}$$

$J_y^{(Px)}$ - подж упоряд. ищуплюса через \mathbf{e} .

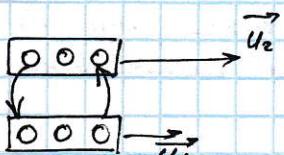
Изменение передается в направлении движущего упоряд. скорости.

Механизм передачи:



Массула 1, находящая в верхней части, отдаёт часть упоряд. ищуплюса у массулы верхней части при столкновениях. Верхний сий горючется. Массула 2, находящая в нижней части, передаёт часть своего упоряд. ищуплюса массуле нижней части. Нижний сий ускоряется.

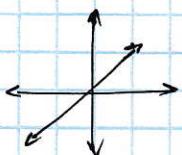
Аналогия:



Две эф/ массообраз., передает массы. Всё же с механизмом передается в их иих ищуплюсе.

Кинематический процесс:

Слово использует упрощенную модель гравитации движения (правило Димитра)

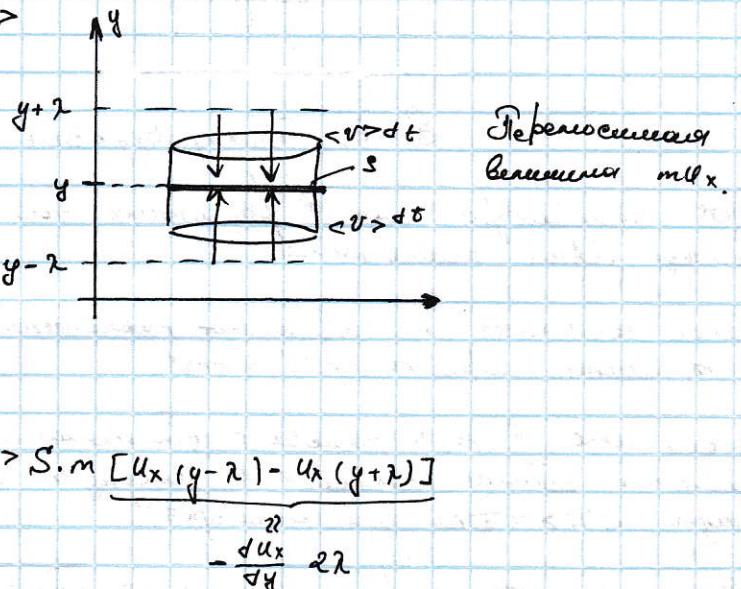


6 ногов $e < v >$

За dt :

$$\Delta p_x = \frac{1}{6} n < v > dt \cdot S \cdot m u_x (y-2) -$$

$$- \frac{1}{6} n < v > dt S m u_x (y+2)$$



$$J_y^{(Px)} = \frac{\Delta p_x}{\Delta t} = \frac{1}{6} n < v > S \cdot m [u_x (y-2) - u_x (y+2)]$$

$$= - \frac{2}{R} \frac{\Delta p_x}{\Delta t}$$

$$J_y^{(Px)} = - \underbrace{\frac{1}{3} < v > 2 \cdot n \cdot m}_{2} \frac{\Delta u_x}{\Delta y} s$$

- совпадает с законом гравитации!

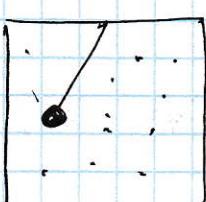
$$\boxed{2 = \frac{1}{3} < v > 2 \cdot n \cdot m = \frac{1}{3} < v > 2 \cdot f}$$

$f = n \cdot m$ - поджособ нога.

н.е.

$$\underline{f = \frac{\Delta p}{\Delta y}}$$

Возможный вопрос: Поскольку $\lambda \approx \frac{1}{n}$, то Ушиблено! f не зависит от n !

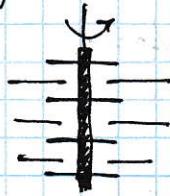


Время колебаний (затухания) колебаний не зависит от n (т.е. от P),

Вотье, 1880: колебание 95°.

Maxwell, 1859: получил $2 = \frac{1}{3} < v > 2 f$ и обнаружил, что f не зависит от n . Был поражен!

Внешнедавленный подготовлен экспериментально:



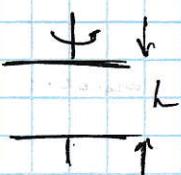
Случайное сопротивление при давлении $0,02 - 1 \text{ atm}$.

Как это объясняется?

При увеличении и уменьшении числа переходных упоров изменяется, но увеличивается расстояние $l \approx \frac{1}{n}$, с кот. эксперимент приносит упор. шипульс, а это означает, что увеличивающееся количество упоров приводит к упору шипульса $l \approx \frac{1}{n} (n \geq 2)$. Это два фактора в балансии компенсируют друг друга.

Задача: Пусть $p \rightarrow 0$ и в сечении совсем не остается газа. Но вязкость равномерно сокращает газ вдоль оси, а сопротивление сжатия равномерно убывает!!

Объяснение: Рассуждая для l становящийся непрерывным в сечении симметрический разрезе. газа, когда $l \approx h$, h - характер. размер симметрии,

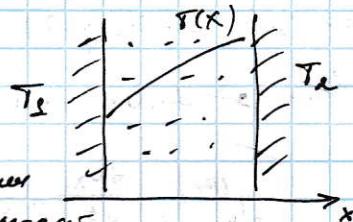


§ 3.9. Тензоровское газов.

Пусть температура газа в различных точках различна. Одномерный процесс - газ движется вдоль плавающей

Такое соединение не является равновесием газа сопротивления перехода $\tau = \text{const}$.

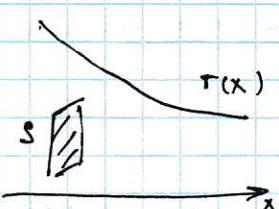
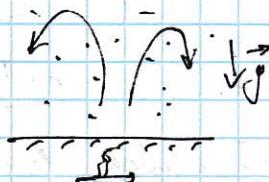
Рассмотримо: в ходе теплового сжатия молекулы из горячей области переносят в хладорубку «работают» бессильно $\langle W \rangle = \frac{1}{2} k \delta$, и наоборот.



Возникает поток энергии (терма) от более нагретой области газа к менее нагретой.

Изменение возможного потока темп. в первомомерном газе (или гр. В-ве) наз. тензоровским.

Существо отличает от конвективного - теплого потока потоками В-ва:



Динамический закон тензоровского:

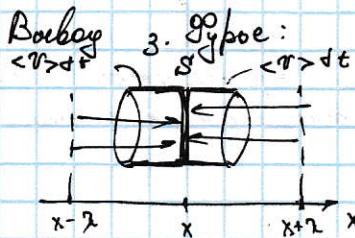
$$\boxed{J_x^{(Q)} = - \rho \frac{dT}{dx} S} \quad \text{- закон Фурье (ппл. 1822)}$$

$J_x^{(a)}$ - момент сопротивления вращению вокруг оси x

$$J_x^{(a)} = \frac{dQ}{dt}$$

≥ 0 , если впереди гасит вращение
 <0 , если приводит.

\mathcal{D} - изофорометрическое или изоинерционное.



Перемещение винта

$$\langle \bar{W} \rangle = \frac{i}{2} \kappa \delta = m c_v \tau$$

масса винта m - гравитация τ

Задача:

$$dQ = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \delta + \int_{x-2}^{x+2} \left[\langle \bar{W} \rangle - \langle \bar{W} \rangle_{x+2} \right] = \\ = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \delta + \int_{x-2}^{x+2} \frac{i}{2} \kappa \left[\tau(x-2) - \tau(x+2) \right]$$

- 3-ий тип!

$$\frac{i}{2} \kappa n = m c_v \cdot n = p c_v \rightarrow \boxed{\delta = \frac{1}{3} \langle v \rangle \lambda p c_v}, \quad \mathcal{D} = q c_v = D p c_v$$

Базовый вид: Повторяется $\lambda \sim \frac{1}{n}$, а $p \sim n$, то \mathcal{D} не зависит от n !

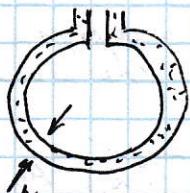
Объяснение - как и для γ :

Увелич. n \rightarrow увелич. момента перемещения.

Увелич. λ , с кот. масса винта пропорционально n^2 \rightarrow увелич. порядка перемещения $\langle v \rangle$

Виды изоинерционных, пока $\lambda < \lambda_0$. Изображается при $\lambda \geq \lambda_0$

Примеч: соударение Ренефера.



Двойные винты, между которыми имеется изоинерционный зазор $\lambda > \lambda_0$.

Эз.10. Броуновское движение.

Это наблюдается в микроскоп непрерывное беспорядочное (хаотическое) движение молекул частиц, взвешенных в жидкости или газе.

Размер частиц ≤ 3 мкм, это микрочастицы в тысячи раз больше молекул.

Однако R. Вивиани - англ. Ботаник, 1827 г.

Наблюдал в микроскоп движение взвешенных частиц, взвешенных в воде, которое, как оказалось позже беспорядочное движение, описанное гидравлическим законом Фурье.

Он полагал, что перед нами не движение частиц, а просто плавающие в воде соринки. Чтобы окончательно доказать, браум разбил кусок кварца с заполненной водой колбасной. Вода покинула трубу теснее и теснее и не покинула, но соринки прорвались свою пленку.

Исправлено: движение не связано с движением взвешенных молекул (парниковым тепловым и т.д.), это движение с в.в. связено.

Интенсивное движение у величинного при движении движущих, уменьшенному размеру частиц "увеличено" вдвое среды.

Не зависит от времени. Оно велико и самоизразвольно.

Каноническое описание движения

Возникает всевозможные беспорядочных ударов со стороны молекул окружающей среды.

А почему это удары не компенсируются друг другом, ведь тепловое движение хаотично?



Число ударов разн. направлений одинаково только в среднем. Есть флукутации!

Можно: браум. движение обусловлено флукутацией давления, т.е. молекулами среды не хватает.

Если частица движется, то число ударов сней молекул очень велико и флукутации обстоящего молекул много. Движение хаотически нет. Куда ни движется частица.

Сила на частицу $F(t)$ случайна мгновенно $\approx 10^{-12}$ раз/с. Все время происходит замена новых молекул. Рассмотрим через мгновенно молекулы сорваны не сию же мгновения движущиеся!

Неподвижное чистое движение:

Броуновское движение - это беспорядочное движение взвешенных частиц. Частички висят с конвекцией температурой образуя единую статистическую систему.

Согласно ТРРДПСС $\langle \bar{W}_c^{\text{root}} \rangle = \frac{3}{2} kT$

Угловое вращение, или макроскопическое вращение T .

Броуновское движение - результат действия реальных химических движений молекул. Периодично фазовый и вероятностный.

Коинерционное рассеяние.

Задача - восстановить, макроскопическое вращение частиц из своего первоначального положения с помощью броуновского движения (в среде, согласно).

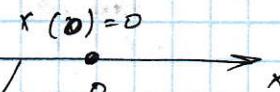
Einstein - 1905, предсказал (?) и построил теорию.

Smoluchowski - 1906.

Будем рассмотреть движение за $t \gg$ характерное время изменения $D(t)$.

Будем рассмотреть коинерционное броуновское движение на макроскопическом уровне - ось x :

$x(t)$ - случайное движение броуновского.



Всегда равнотравиесна \dot{x} и $-x$ напротивоположны.

$$\langle x(t) \rangle = 0$$

- среднее по времени

Найдем движение $\langle x_{(t)}^2 \rangle$.

Пусть x - движение за $(0, t)$

x_1 - движение за $(0, t_1)$, $t_1 < t$

x_2 - движение за (t_1, t)

Тогда $x = x_1 + x_2$.

Преобразование: x_1 и x_2 независимы!

Тогда $\langle x^2 \rangle = \langle x_1^2 \rangle + \langle x_2^2 \rangle$

$$D = D_1 + D_2 \quad (D = D_1 + D_2)$$

Чередующее движение - это регулярное движение времени. промежутков. Всегда равнотравиесна всех движений частиц из всех движений времени:

$$\langle x^2 \rangle = f(t), \quad \langle x_1^2 \rangle = f(t_1), \quad \langle x_2^2 \rangle = f(t-t_1)$$

Причесенное движение макроскопическое броуновское.

$$f(t) = f(t_1) + f(t-t_1) \text{ при } t \neq t_1$$

Решение: $f(t) = \alpha t$, т.е. $\langle x^2 \rangle = \alpha t$

В сечу равнопроецируемыи всех направлений:

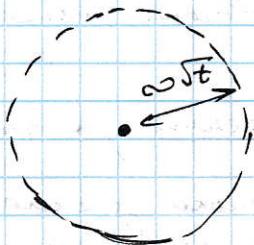
$$\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \langle z^2 \rangle, \quad r^2 = x^2 + y^2 + z^2$$

$$\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle = 3 \langle x^2 \rangle = 3 \alpha t$$

$$\underline{\langle r^2 \rangle = 3 \alpha t}$$

Таким образом, если этого частичного момента в начальном состоянии, то "нагрузка" из обеих частичек с темпом брьеска будет пропорционально расширяться $\sim \sqrt{t}$:

Из результирующего движение
 $x = vt, \quad r^2 = v^2 t^2$



Таким образом - напр. зависимость сеч. динамомоментов.

Расчет α

Из-за движения частичек в проекции на ось x :

$$M\ddot{x} = -h\dot{x} + f_x \quad \leftarrow \text{сущ. сила.}$$

частичные
моменты

Аэродин. сила
трения.

$h = 8\pi\eta a$ - го. коэф.

Уравнение для x :

$$Mx\ddot{x} = -h\dot{x} + f_x \quad \text{Итак, из } \frac{d}{dt}(x^2) = 2x\dot{x}, \quad \frac{d^2}{dt^2}(x^2) = 2\dot{x}^2 + 2x\ddot{x}$$

$$\frac{M}{2} \frac{d^2}{dt^2} x^2 - M\dot{x}^2 = -\frac{h}{2} \frac{d}{dt} x^2 + f_x$$

Уравнение по аэродинамике другим частичкам:

$$\underbrace{\frac{M}{2} \frac{d^2}{dt^2} \langle x^2 \rangle}_{\text{т.к. } \langle x^2 \rangle = \alpha t} - \underbrace{M \langle \dot{x}^2 \rangle}_{\text{известно}} = -\underbrace{\frac{h}{2} \frac{d}{dt} \langle x^2 \rangle}_{\text{известно}} + \underbrace{\langle x f_x \rangle}_{0}$$

В результирующем выражении: $\alpha = \frac{2h\pi}{n}$

$$\boxed{\langle x^2 \rangle = \frac{2h\pi}{n} t = \frac{h\pi}{8\eta\gamma a} t} \quad \text{- ф-ла Эйнштейна (1905)}$$

$$\boxed{\langle r^2 \rangle = \frac{6h\pi}{n} t = \frac{h\pi}{8\eta\gamma a} t} \sim t, \frac{1}{\eta}, \frac{1}{a}$$

Не зависит от интенсивности в-ва частичек! Хорошо это зависит.

Однако Стеббенса (1808):

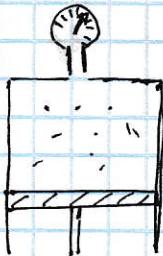
$$\langle x^2 \rangle \rightarrow \kappa \rightarrow N_A = \frac{R}{\kappa}$$

§3.11. Реальное газы. Уравнение Ван-дер-Ваальса

Реальные - неидеальные.

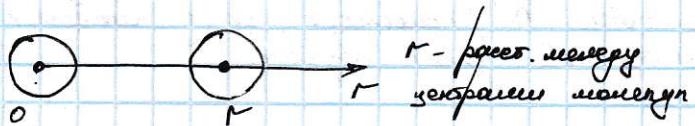
Модель идеал. газа и соответ. ур. состояния $PV = RT$ хорошо описывает лишь достаточно разреженные газы. При повышении плотности газа (жидк., пр. сжатия поршнем) наблюдается всё более заметное кинетическое взаимодействие между молекулами от ур. Кинет. первых - теплопровод.

В концах - концов молекул возникают и называются разнородными реальными газы и. д. переходят в жидкое состояние. Это никак не согласуется с ур. Р-Н.

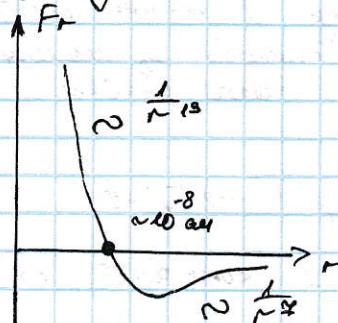


Причина отклонений: с повышением плотности газа всё более сильное взаимодействие становится фактором, которое не учит. в первых уравнениях газа, а именно, концепт разнородных молекул и наличие сил притяжения.

Силы разнородного взаимодействия.



Механизм сил, обобщающие - квантовомех., основан на принципе Таура, который запрещает более (и более) энергетически накардики в одном состоянии.



Механические силы притяжения (см. Ван-дер-Ваальса) - электрический.

3 типа сил притяжения:

1) одноименное силое - между положит. молекулами.



$$\text{Дис. притяжение} \rightarrow F_{op} \sim \frac{1}{r^4}$$

2) сторожевое (некорд.) силое - между конц. и полупр. молекулами, а также между концами.



$$F_{un} \sim \frac{1}{r^4}$$

3) пересеченное силое - между полупр. молекулами, а также между молекулами.



$$F_{per} \sim \frac{1}{r^4}$$

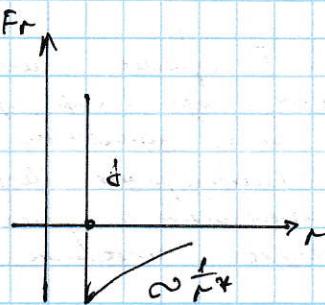
Обычно $F_{per} > F_{op}, F_{un}$.

$$\text{H}_2\text{O}: F_{op} > F_{per}.$$

Большую силу ВdВ быстро снуют ($\sim \frac{1}{r^4}$), они существуют лишь

$r \leq 10^{-8}$ см.

Модель газовых природных ядер:



"Вакуум" ур-я Бж В.

Моделирование ур-я $PV = R\delta$ ($\gamma = 1$) так, чтобы учесть (путь прохождения) сквозных конечного радиуса ядер и максимум силы притяжения.

Лекция конечного радиуса ядер.

В $PV = R\delta$ под V понимают общий объем ядра, что то же, общий, расположенный по объему ядерной частицы из ядер — тоже. В реальном ядре ядра не склеены, а соединены силами общей перегруженной силы других.

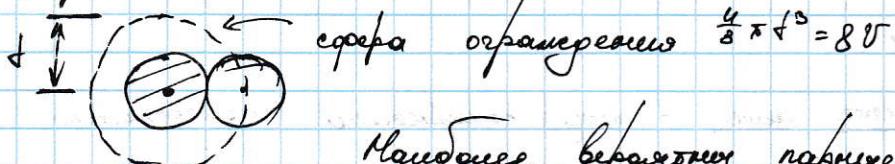
Чтобы это:

$$V \rightarrow V - \delta \quad - \text{"свободный" общий}$$

δ — некоторый конечный, общий, перегруженный по объему ядерной частицы.

Это позволяет записать: $\rho = \frac{1}{V - \delta} \quad - \text{также график о сокращении!}$

Чему равна δ ? Общее ядро $\delta = 4\pi R^3$, где $R = \frac{4}{3}\pi(\frac{d}{2})^3$ — общий ядерный.

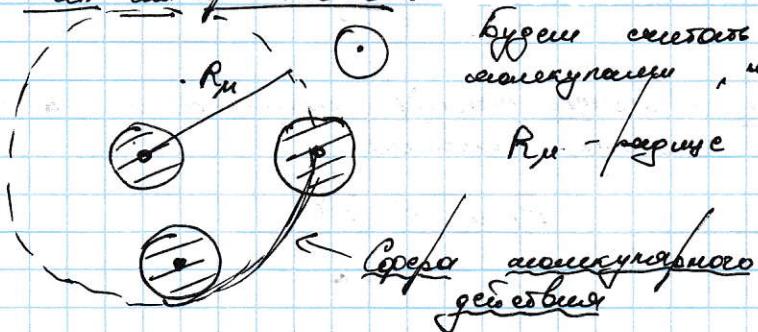


Наиболее вероятные парные соударения, для которых пары излучаются общий 8δ .

Для всех ядер $\frac{1}{2} \cdot \frac{4}{3}\pi(8\delta)^3 = 4\pi R^3 T$.

Решение: $\delta \neq \text{const}$ — заб. об равенстве. Дифференциал из этого.

Чтото само присоединяется:

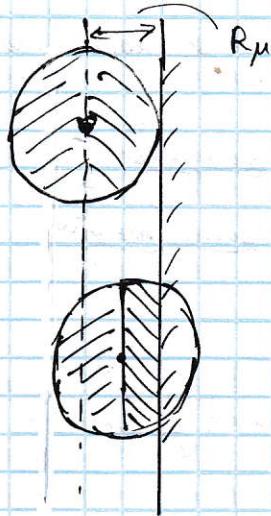


будет очевидно, что ядерная взаимодействия с ядерными, находящимися на $r \leq R_M$,

R_M — радиус ядерного ядерного действия ($\sim 10^{-8}$ см.)

$$\delta \sim 10^{-8} \text{ см.}$$

Рассл. приближенный способ:



В приблизительном виде зависимость давления при фиксированной концентрации определяется:

$$p = \frac{R\bar{\sigma}}{V - b} - p_i^*, \quad p_i^* - \text{внешнее давление}$$

Отчего зависит p_i^* ?

Влияние расстояния на давление. p_i^* является средней суммарной силы, действующей на молекулу в единице объема из-за молекул.

$$\begin{aligned} & F \sim n \cdot F \quad F \sim n^2 \quad p_i^* \sim n^2 \sim \frac{1}{V^2} \\ & S = \pi r^2 \quad f \sim n \quad p_i^* = \frac{\alpha}{V^2}, \quad \alpha - \text{константа, зависящая от свойств газа} \end{aligned}$$

В результате:

$$\boxed{(p + \frac{\alpha}{V^2})(V - b) = R\bar{\sigma}}$$

— ур-е Бен-геп-Боденса

(van der Waals - год. 1873)

Для $b \gg V$: $V \rightarrow V/b$ — монотонное убывание.

$$\boxed{(p + \frac{\alpha^2}{V^2})(V - b) = bR\bar{\sigma}}$$

Упрощение ур-я Ван-Гаусса

В пределе $V \rightarrow \infty$: $BgB \rightarrow R\bar{\sigma}$.

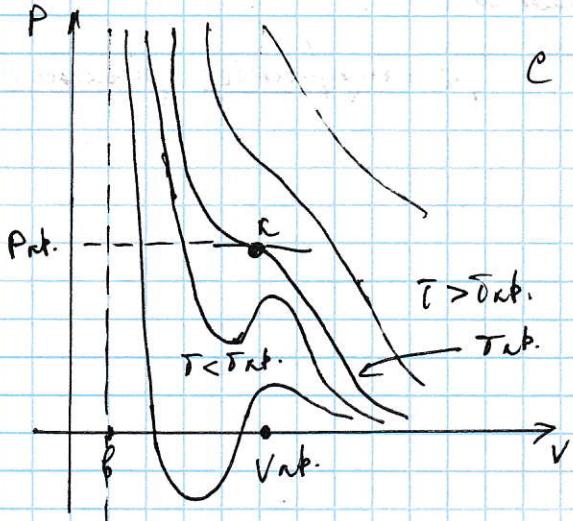
Ур-е BgB называемое упрощенным в области больших молекул при конечных изменениях V : a, b — параметры.

Излишнее уравнение, ур. BgB — при этом упрощается (окончательно) возможностью промежуточного перехода из газообразного состояния в жидкое.

Уравнение гр. BgB на T^2 :

$$pT^2 - (pb + R\bar{\sigma})T^2 + aT^2 - ab = 0 \quad - \text{недлин. ур-е.}$$

График парного: надо все же доказать, надо доказать и доказать-сравнить.



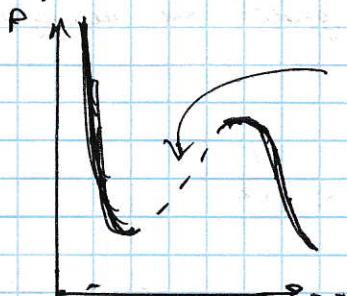
$T = T_{\text{кр.}}$ - приглаженная изогерма.

$T < T_{\text{кр.}}$ - приглаженная гипербела.

K - критич. темп.

$P_{\text{кр.}}, V_{\text{кр.}}$ - критич. давление и объем.

Изогермы с $T < T_{\text{кр.}}$: Не все участки приглажены реализуются!



$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T \geq 0$$

~ существо б-ва приводит к уменьшению давления!

Пока, где быть:
газ и жидкость

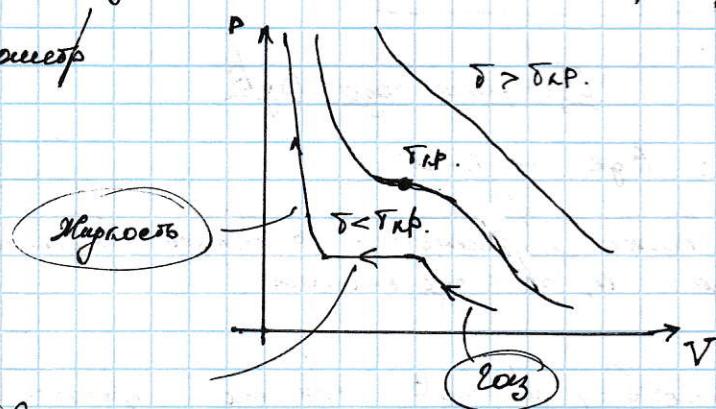
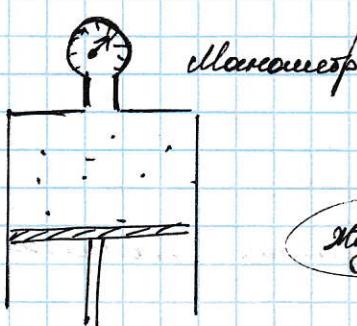
Если сжимают систему, то сжимается!

А переход между всеми?

Изогермы реального газа.

Опыты Энгельса, 1862 - 1869:

Сжимающееся вещество имеет изогермы с одновременно разделяющимися гиперболами.



$$\delta = \text{const}$$

"

$$P = \text{const} !$$

\rightarrow Двухфазное состояние:
жидкость + газ (некомпенсированный газ)

Обр: $T_{\text{кр.}} \approx 31 + 293 \text{ K}$, $P_{\text{кр.}} \approx 42,9 \text{ atm}$.

Также $T > T_{\text{кр.}}$ газ не является более единственным при нормальном давлении.

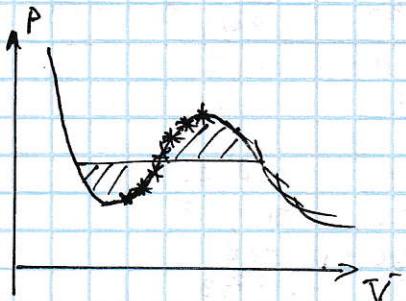
До этого было сказано: начиная удаётся достичь склонения других газов при сжатии и не удаётся других, какова роль охлаждения?

Далее образано, если изобарик газа ВgB неизменяется образуются горизонтальные прямые.

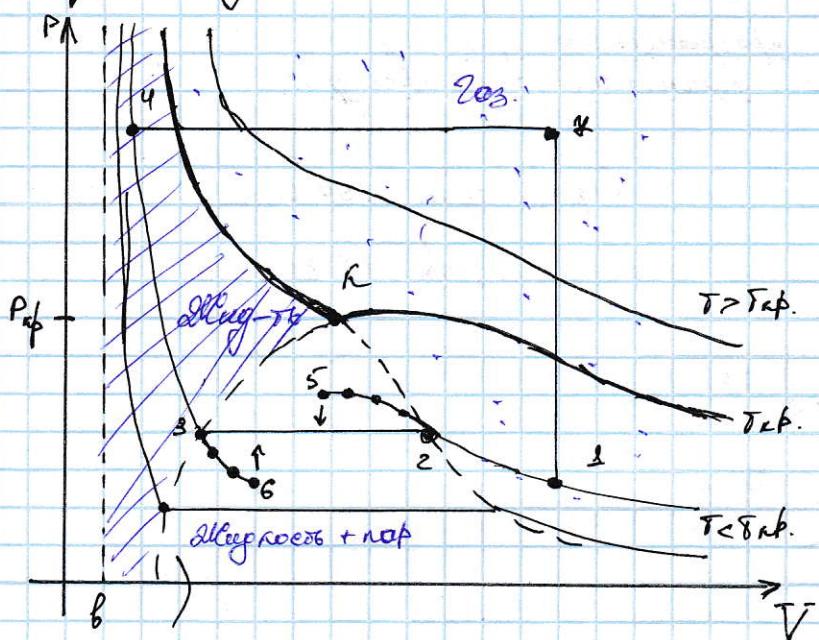
А что happens уровень превышает эту прямую?

Правило Максвелла:

Это правило один из общих термодинамических соотношений



Изображение ВgB с учётом отличных давлений:



Подйдём по изобарии с $T < T_{bp}$:

- 1 → 2 сжатие газа
- 2 → 3 разогрев гревращение
- 3 → 4 сжатие дисперсии

Участки 2-5 и 3-6 соотв. неизменяющимся состояниям, т.е. неустойчивым состоян., в кот. система может находиться дл. вр. время, т.к. зоны рулежки перекрывают в уст. состояние.

Бимораль

2-5 переходящий (пересыщенный) пар.

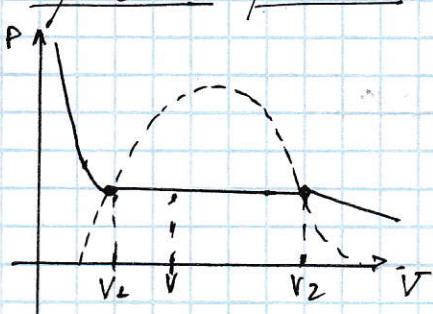
Реализуется, если из газа удаётся удалить избыток конденсации - конденсации, пленки и т.д.

Следует. В таблице Ван-дер-ваальса для нахождения граничной зарядки. если.

3-6 перегревает дисперсия

Если сущест. об пресыщ. и дисперсив. газа. Установляется в дисперсивных камерах.

Правило Ренка (правило Максвелла):



$$\frac{M_{\text{пар}}}{M_2} = \frac{V_2 - V}{V - V_1}$$

$$\frac{V_{\text{пар}}}{V_2} = \frac{(V_2 - V) V_1}{(V - V_1) V_2}$$

$$N_2O, 50^\circ C \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{f_{\text{пар}}}{P_2} \approx 10^4$$

$$f_{\text{пар}} = f_{\text{пар}} V_{\text{пар}}$$

$$M_2 = f_{\text{пар}} V_2$$

$$M_{\text{пар}} + M_2 = M$$

$$V_{\text{пар}} + V_2 = V$$

$$f_{\text{пар}} = \frac{M}{V_2}$$

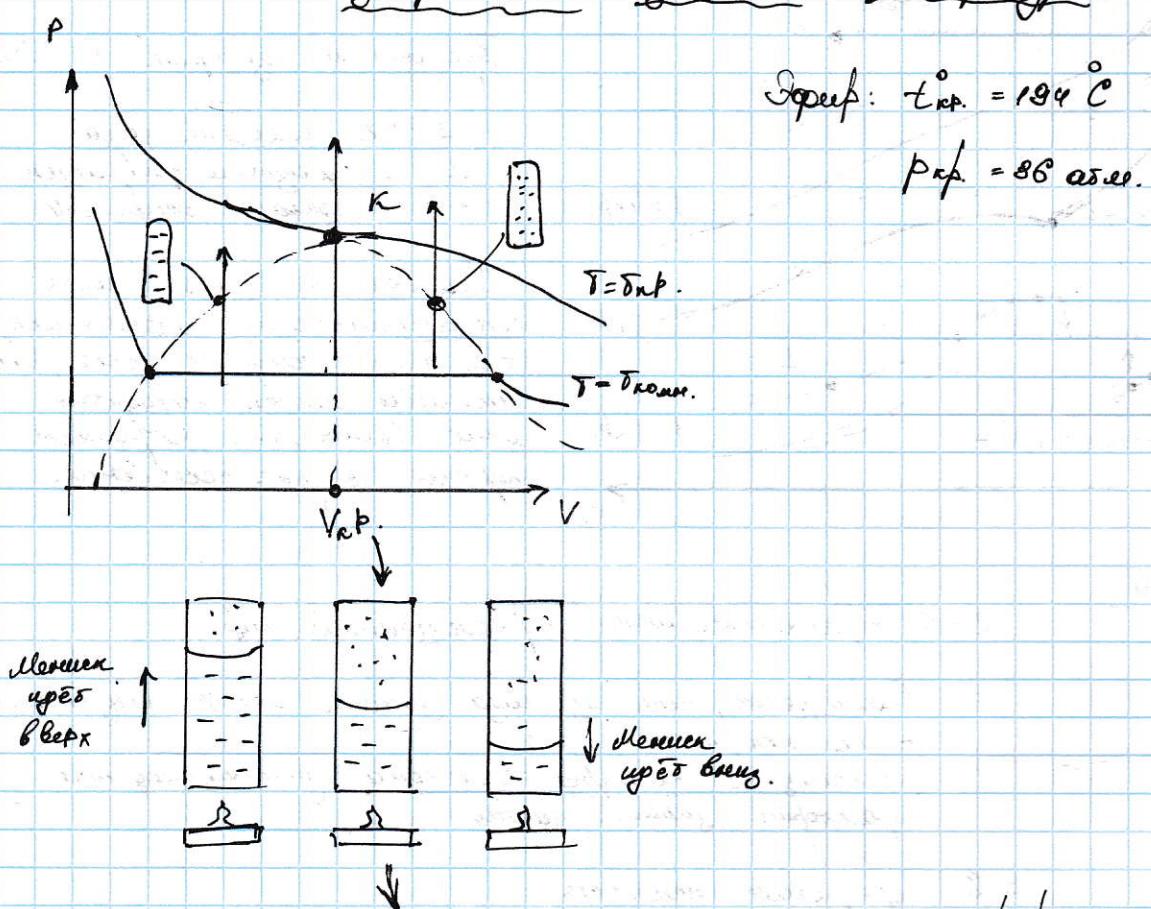
$$f_{\text{пар}} = \frac{M}{V_{\text{пар}}}$$

$T \rightarrow \infty \rightarrow 4$ Всёческое переходит из газообраз. состояния в жидкое без разделяемой на фазы (составляющее пропорционально).

При $T > T_{\text{кр}}^{\text{ж}}$ газ неизв. переведет в жидкое состояние лучше сжатия.
Мы можем сжимать He, Ne и т.д.

Всёческое	$T_{\text{кр.}}, \text{K}$
Лёгкий He	5,2
Водород H_2	33,24
Кислород O_2	154,98
Азот N_2	128,25
ДФ. газ. CO_2	304,19
Эт. спирт $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	518
Вода H_2O	647,3

Радиическое превращение при азотном сжатии в кипячении.



Криогенная сушка - заморозка получаемая, кипроражимом ф-ва в срн.

В срн. давл. $\frac{\partial p}{\partial V} = 0 \rightarrow$ сущест. физик. подобности.
 \rightarrow кипящий газ \rightarrow т.жидк. \rightarrow сухое

Свое срн. значение $\sigma_{\text{кр.}}, \rho_{\text{кр.}}, V_{\text{кр.}}$ в а.б.

$$\text{Зависим. ф. ВжВ в врн. } P = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2}$$

В срн. давл.:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = 0 \rightarrow -\frac{R\sigma}{(V-\sigma)^2} + \frac{2\alpha}{V^3} = 0 \rightarrow R\sigma V_{ap}^3 = 2\alpha(V_{ap} - \sigma)^2$$

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right)_T = 0 \rightarrow \frac{2R\sigma}{(V-\sigma)^3} - \frac{6\alpha}{V^4} = 0 \rightarrow 2R\sigma V_{ap}^4 = 6\alpha(V_{ap} - \sigma)^3$$

Делим: $2V_{ap} = 3(V_{ap} - \sigma) \rightarrow V_{ap} = 3\sigma$

Тогда: $\sigma_{ap} = \frac{8\sigma}{27R\sigma}$, из гр. ВdВ $P_{ap} = \frac{\alpha}{27\sigma^2}$

Она +): изображение газа $V_{ap} = 2,3\sigma$

Интересно: $\frac{R\sigma_{ap}}{P_{ap}V_{ap}} = \frac{8}{3} \approx 2,67$ - не зависят от α, σ , т.е. универсальное для всех σ -в. Видимо при этом α для компонентов = 1 σ + конст.

Они:	M_1	M_2	O_2	N_2	H_2O	CO_2
	3,03	3,13	3,12	3,42	4,46	9,49

Это морское ур-ие!

Кроме ур. ВdВ было предложено много (> 150) других энтропий гр. соот. реальных газов. ур. ВdВ исп-ся наименее широко. Универсального ур. соотношения для реал. газов не существует!

IV. Основное принципиальное назначение

Переходящего - это разделяющий, в некотором изображении гравитационные свойства смеси из бывшего числа частиц на основе дифференциального подбора.

т.о., предположим δ/δ - это все, что и у стаб. фазовых, это макроскопические свойства, состоящие из макроскопического числа (атомов и молекул), ч. вещества, складывающиеся из гравитационных свойств этих частиц. Но порядку след!

Стаб. фазы определяются не стабильностью превращений и не конкретичностью вещества и взаимодействия с внешней средой, а стабильностью молекул. Типичн. переходное описание.

Рассмотрим: изображение изображения (изображение), разбиваемое изображением (изображение).

Переходы: стабил. принципиальное изображение; стабильность.

δ/δ содержит не основе макроскопических функций. преобразований (измен.), стаб. вещества и обобщенных макроскопических стабильных равновесий и комплексного изображения от конкретной природы фаз. стаб. веществ.

Подобную вещь δ/δ имеет универсальный вид характер!

Кроме того, распад δ/δ фазы.

№: определяет специфический звук. величина (меньшее фрикционный); не распределяет механическую энергию; получено доп. конкретика широрасхода о рабоч. состоянии.

τ/g и соотв. переходы взаимного дополнительного друг друга, перенимаются в сопротивлениях.

В основе τ/g лежат спир. в дифузионных пренципах (маки):

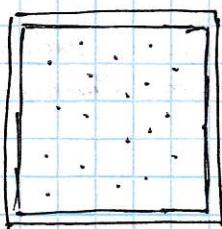
- общепринятый
- альтернативный
- 1-й принцип
- 2-й принцип
- 3-й принцип

1842 - 1847 Joule - англ., Helmholtz - нем.
1824 Carnot - франц.
1906 Nernst - нем.

Относится к процессам волнистого обр. тока (не буренея раков.)

§ 4. 1. Общий и альтернативный принципы τ/g .

Видение состояния показание изоизобарической стабильности - состояние, при. к которому соответствует с максим. температурой и миним. пот. энергии.



$$\downarrow \vec{g} = \text{const}$$

Это устанавливается!

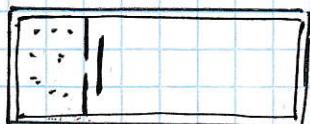
- Идеальная гипотеза изотермического обмена.

Общий принцип τ/g :

Капиталом для него было начальное состояние изоизобарической стабильности в нем с температурой установившееся состояние термодинамического равновесия, при. характеризующее тем, что

- 1) в нем преобразуется все макроскоп. процессы.
- 2) процесс не может выйти из него самопроизвольно, т.е. проявляется в нем сколь угодно долго.

Принципиально:



Если убрать перегородку, то западает весь склон

~ Выравнивание температур, диффузия.

Самопроизвольное переход из первонач. состояния в рабочее состояние называется террасадкой.

τ/g равновесие - динамическое равновесие: устанавливается изоизобарическое равновесие.

До τ/g рабочее состояние раскрывается с конечной стат. фазой. состоянием.

Общий принцип с т.зр. состояния выражает зависимость
переходное поверхание от темперации. Это доказуемо! Понятно.

Многокомпонентная система:

- Существует такая структура, в которой состояния равновесия
относительно Θ , началь. температурой, не обладают суп. ст-вами:
- 1) При $\Theta_A = \Theta_B$ состояния систем A и B не являются независимыми
при переходе их в генер. состоян., между A и B нет обмена
энергии.
 - 2) При $\Theta_A > \Theta_B$ энергия (сумма) перераспределяется | A | B | от A к B .
В конечном равн. состоян. $\Theta_A = \Theta_B$.

Гипотермия:

- стационарный параметр, число (удивительное!)
- характеристика систем из большого числа частиц.
(не число, число для макроскоп. системы)
- определяет, ведущая для систем в равнов. состоян.
- первая закономерность терм. равн. состоян.
- для систем, у которых аддитивна.

Можно вспомнить, какими ли гипотермиями были A и B , и без
приведения их в генер. состоян., а в начальное граничное
состояние C , нач. термодинамических состоян. Оно различно было исходами,
чтобы не пересеклись гипотермии ген.

| A | B | C | — термодинам. граничные состояния

Об изменении состояния C можно судить по изм. К-т. его физ.
характ.

Выбираем: x — термодинамическая величина (гипотермия признак.)

Например, в изотермических термосифонах: $x = V$.

И.д.: x — давление газа, эн. сохранение, ...

При измерении x должна меняться однозначно, иначе не будет
однозначного соответствия $\Theta = f(x)$

$$\Theta = f(x)$$

Выход гипотерм. величин — это виды ф-ии f . Он производен. Третье всего:

$$\Theta = ax + b$$

Видимо гипотерм. величина линейна:

0° пропорционально температуре при норм. давл. между

100° линейной при норм. давл. выше.

$$\begin{cases} 0^\circ = \alpha X_0 + b \\ 100^\circ = \alpha X_{100} + b \end{cases} \rightarrow \begin{aligned} & b = -\alpha X_0 \\ & \alpha = \frac{100^\circ}{X_{100} - X_0} \rightarrow t = 100^\circ \frac{X - X_0}{X_{100} - X_0} \end{aligned}$$

При других выборе фн. точек:

- шкала Ромендора,
- шкала Ромендора.

- шкала Цельсия
(Celsius - швед, 1742)

Но: термометр с разн. термометр. шкалами (например, разн. в спирт.) или разн. термометр. Величины (термометр, обладающий ст. свойств.) будут давать одинак. значение только в фн. точках.

В качестве эталона можно использовать одинаково-закономерный термометр:

термометр. газо-разреж. газ

$x = p$ при $V = \text{const}$ и складное зависимость от этого газа}.

Темпер. шкалы, построенные по узк. велич. пропорционально - экспериментально. их принцип. недостаток - зависимость от термометр. газа.

Этот недостаток устраняется термодиагностикой, или аддитивностью темпер. шкалы, основанной на законе Г/Г. (расширен. газов)

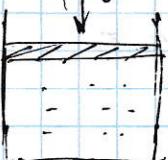
Шкала Кельвина: $T = t + 273,15$ в градусах (K)

Классификация Г/Г процессов.

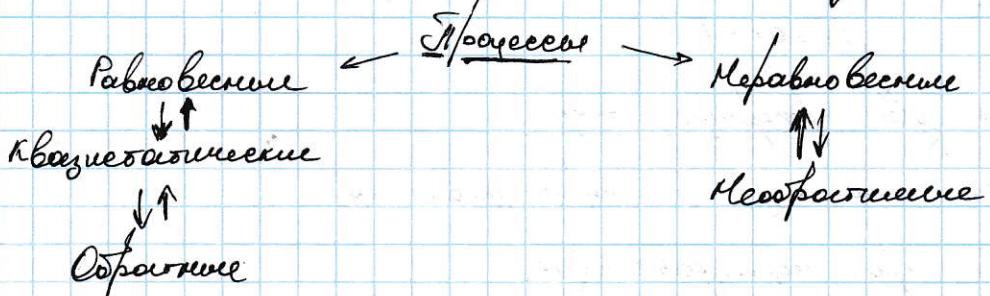
Процесс - изменение состояния системы.

В неких случаях состояния меняются:

- если нач. состояние первоначально, то система будет расширяться и есть Г/Г первоначально;
- если же может переходить из одного равн. состояния в другой при изменении внеш. условий, например,



Все процессы делятся на две разн.



Это перемещение процесс, начинаящее из равновесия. состоящих, без трения.

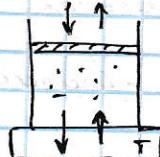
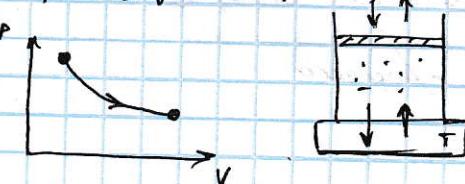
Перемещение - это сраб. с временным переносом.

Максимум рабоч. пот. нестаб. пост-тб рабочей. состоящей

Конф. процесс:



Обратимое - возможное возращение в исход. состоян. через ту же последовательность процессы.



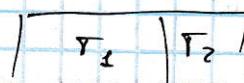
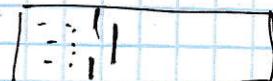
Это вспомогательное со стаб. с временным перенесением процесса:



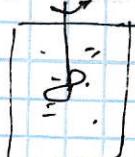
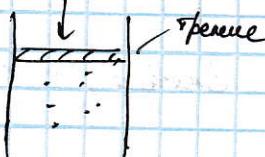
Вспом. уплотнение.

Нет $f = g$ для всего цикла.

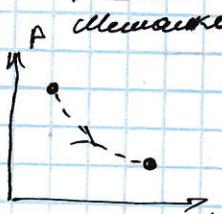
Это процесс расширения:
расширение газа в пускозу.



Это процесс с трением:



Несоблюдение!
Пускоза!



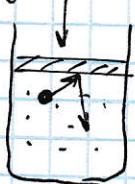
Ф.2. Первый принцип г/з.

Второй закон сохр. энергии присоединенного к термодинам. системе.

Как это звучит из стад. физики, газы обладают внутр. энергией, которая передается: тепл. энергии, потен. теплового движения между + плюсами. энергии взаим. между + внутренней. энергии (энергии вращения между, находящейся в молекуле).

Возможен два способа изменения внутр. энергии:

① Путь с совершением механической работы

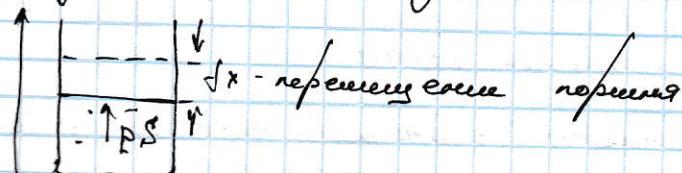


A^* - работа внеш. силы над газом.

Для равновес. (извнеш.) процессов

$A^* = -A$, где A - работа цикла.

Минимум совершаемое при \sqrt{A} .



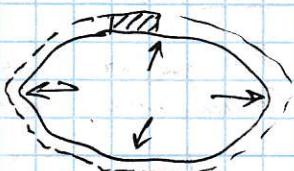
f_x - перемещение внешней перегородки

$$\Delta A = F_x \Delta x = pS \Delta x = p \Delta V$$

$$\boxed{\Delta A = p \Delta V}$$

$\Delta A > 0$ при $\Delta V > 0$
 $\Delta A < 0$ при $\Delta V < 0$

Формула справедлива в общем случае изменения объема под действием давления:



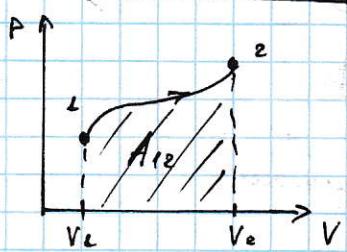
Для конечных процессов:

$$\boxed{A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p \Delta V}$$

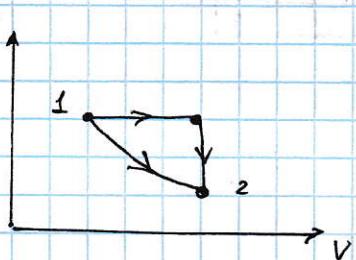
Почеркнем, что p зависит не только от V , но и от T , например от температуры. тогда

$$p = \frac{RT}{V}, \text{ т.е. } p(V) \text{ зависит от процесса.}$$

Значит, A зависит от процесса.



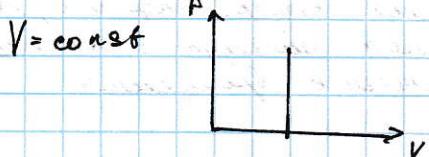
Например,



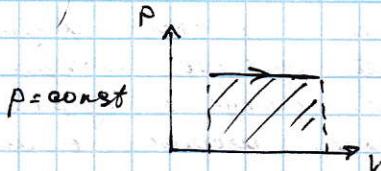
A не является функцией состояния:

$$A_{12} \neq A_2 - A_1$$

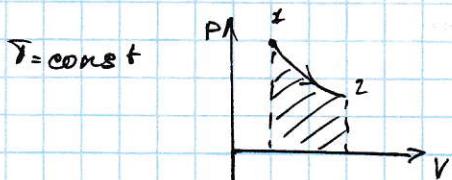
Для изотермических процессов:



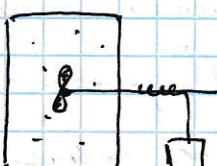
$$\boxed{A_{12} = 0}$$



$$\boxed{A_{12} = p(V_2 - V_1)}$$



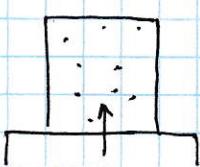
Если процесс неквадрат., то $A^* \neq A$ « формула для A не работает»:



Для других видов.

$$p = \frac{RT}{V}, \quad \boxed{A_{12} = \gamma R \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

② Любые генераторы



без совершения экспансии. работают.

A^* - конечный генератор, полученный симметрией от бесконечности.

Для \neq процессов (равн., неравн.) $Q^* = -Q$, где Q - тепло, отданное системой.

Но, теплоемкость не является функцией состояния, а зависит от способа перехода (процесса) из нач. состояния в конечное;

$$Q_{12}^* \neq Q_e^* - Q_s^* \quad \text{Баланса нет!}$$

I признак $\frac{\checkmark}{\checkmark}$:

Существует такая функция равного теплового состояния, зависящая от температуры и энергии, что

$$\Delta U = A_{12}^* + Q_{12}^* \quad (\Delta U = U_e - U_s)$$

Для энтроп. процесса: $\Delta U = \int A + \int Q^*$

Это необходимо сделать формулировка: как для равновес. процессов, так для неравновес. переходов из одного равновес. состояния в другое.

Для равновес. процессов: $A_{12}^* = -A_{12}$.

$$\underline{Q_{12}^* = \Delta U + A_{12}} \quad \text{или} \quad \underline{A_{12} = Q_{12}^* - \Delta U}$$

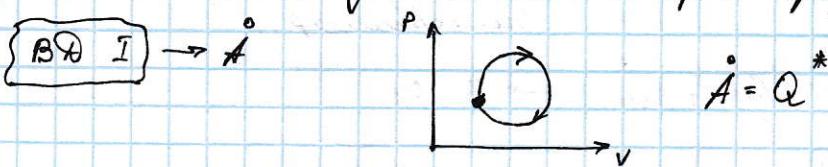
Обоснование:

① Существует U - это тут удивительного?
Для \neq процессов, без предыдущих предположений!

② I признак $\frac{\checkmark}{\checkmark}$ выражает ЗСД для термод. систем. Из него, в свою очередь, получается возможность создания единого динамического рода, т.е. геометрического, кот. для совершаемого расходу без затрат энергии (выпр. или плюс. избыл.).

$$\frac{dU}{dV} = Q_{12}^* - \Delta U \rightarrow A_{12} = 0$$

Применим к тем. движущимся системам предс. условиям. процессов:



③ Свойства U

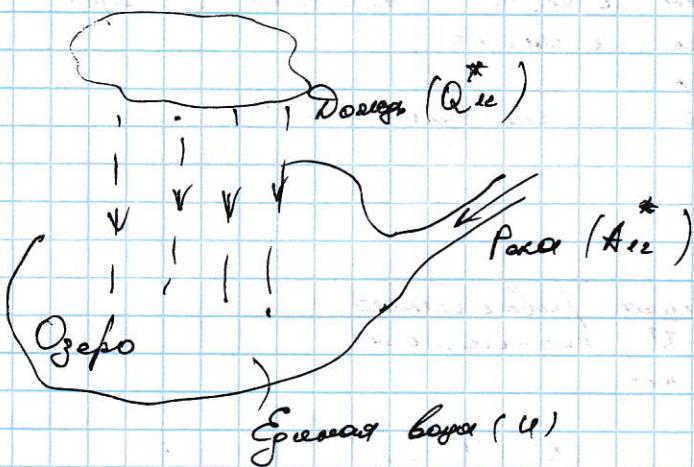
a) U - функция состояния.

В данном стат. состоянии система содержит определ. запасов энергии, независимо от того, каким образом создано предс. состояние в данном состоянии.

При переходе: $\Delta U = U_2 - U_1$

$$\Delta U = A_{12}^* + Q_{12}^*$$

Анализ:



б) В т/г парен. сопровод с адиабатой U

$$A_1 = \dots : B_1$$



$$U = U_A + U_B + U_g \approx U_A + U_B ; U_g \approx 0$$

Когда $r=1$? Когда паротурбинный цикл - цикл B_g/B : $r \approx 10$.

$$\text{Тогда } U = \approx U_g.$$

в) Рассмотрим $U = U(\tau, V)$ не в.д. зависимости в рамках Т/Г (т.е. из её исхода). U_g anders auss. statt.

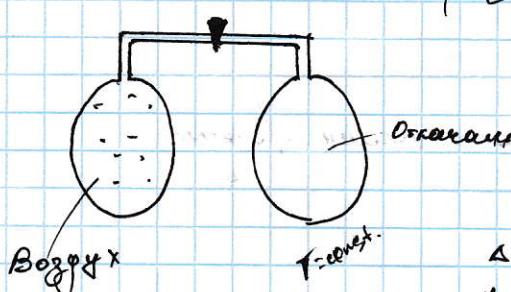
д) Втг. энтропия сопровод. газов:

$$\left\{ U = U(\tau) \right\}$$

- закон Дарси.

Использование дифференциального в сопроводах с неизв. газами.

Оноэ Лей - Нессе (Лей - Нессе - гр., 1807)



Для симметричных сопровод.

То же правило в инженер. согл (использование).

$$\Delta U = A_{12}^* + Q_{12}^* \rightarrow U_2 = U_1.$$

$$U = U(t), C_V = \left(\frac{dU}{dt} \right)_V = \frac{dU}{dt}, U(t) = \int C_V(t) dt$$

Для симметричных сопровод $C_V = \text{const}$ в широком интервале t , тогда

$$U = C_V \cdot t = \int C_V t$$

максимум.

U_g const. газами:

так 1-стадии, балансировочные давления в нач. и конц. циклах одинак.

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

е) Ч артег с гомоэостатич. постадий.

§4.3. ~~Процессы приспособления I~~ ~~приспособление~~

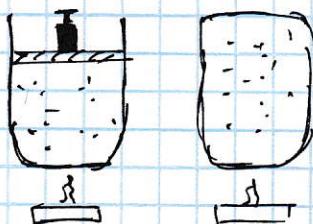
Сообщение темперу C_p и C_V для изотерм. газа

Температура

$$C = \frac{\delta Q^*}{\delta T}$$

Температура зависит не только от ст-б газа, но и от характера процесса, в ходе кот. газу сообщается тепло и изменяется его температура.

Найдём связь между $C_p = \left(\frac{\delta Q^*}{\delta T}\right)_p$ и $C_V = \left(\frac{\delta Q^*}{\delta T}\right)_V$, кот. можно определить прям. значение, для изотерм. газа.



По § №. 5/8:

$$\delta Q^* = \delta U + \delta A$$

$$\delta A = p \delta V$$

$U = U(T)$ для изотерм. газа (3-и Термоэнерг.)

$$(Q^*)_V = \delta U \rightarrow C_V = \frac{\delta U}{\delta T}$$

$$(Q^*)_P = \delta U + p \delta V \sim C_P = C_V + p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

$$V = V(P, T)$$

$$pV = \text{const} \rightarrow \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{\partial R}{P}$$

Из ур-я Менделеева - Клапейро:

$$pV = \text{const} \rightarrow \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{\partial R}{P}$$

В результате: $C_P = C_V + R$ или для изотерм. температуры:

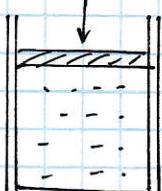
$$\boxed{C_P = C_V + R} \quad \text{из-за Раббота - Клапейро.}$$

$C_P > C_V$ из-за того, что при $p = \text{const}$ теплое давление прёт на совершение изотерм. работы. R - работа, кот. совершает в изотерм. ар. газа при повышении температуры на 1 K в изобар. процессе.

Сообщение адабатного для изотермического газа.

Адабат - процесс, проходящий без теплообмена с внеш. газом, т.е.

Адабатический процесс - процесс без теплообмена с внеш. газом, т.е. $\delta Q^* = 0$. а не просто $Q^* = 0$



Максимум тепла, выделяемое парообразованием. эта же зависимость

$\Delta H = f(T, V)$:

$$\begin{aligned} \Delta Q^* &= \Delta U + \Delta H \\ &\stackrel{\text{т.к.}}{\Rightarrow} C_V dT + p dV = \frac{\partial R\delta}{V} + V, \text{ т.к. } pV = \partial R\delta \\ &\text{известно} \end{aligned}$$

$$C_V + T + \frac{R\delta}{V} dV = 0 \Rightarrow \frac{\sqrt{T}}{T} = - \frac{R}{C_V} \frac{dV}{V}$$

Следует, что $C_V = \text{const}$.

$$\ln T = - \frac{R}{C_V} \ln V + \text{const}$$

Последовательно:

$$\sqrt{V} \frac{C_P}{C_V} = \text{const}$$

Из соображения А. Майера: $R = C_P - C_V$

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_P}{C_V} - 1 = \gamma - 1.$$

$$\text{т.е. } \gamma = \frac{C_P}{C_V} \quad - \text{ показатель адиабаты } (\gamma > 1)$$

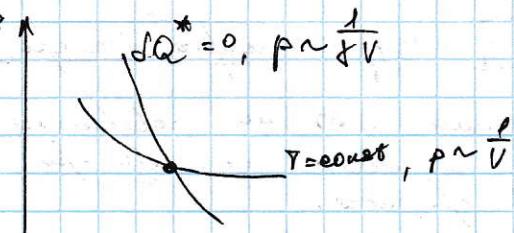
В итоге:

$$\sqrt{V}^{\gamma-1} = \text{const}$$

Перейдём к переменным p, V , используя $pV = \partial R\delta$:

$$pV^\gamma = \text{const} \quad - \text{ уравнение } \underline{\text{Джессона.}}$$

Показатель $\gamma > 1$, то на плоскости p, V адиабата имеет форму, как изображено $pV = \text{const}$:



При изотермии система нагревается (единичное количество тепла), при баротермии.

Про адиабаты, расположенные \leftarrow \rightarrow $\text{то же самое правило}$

Использование: вода при $0 < t < 4^\circ\text{C}$, рефрижератор.

Выгоревшее тепло вода

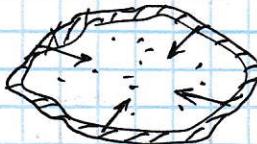
$$U(T, V) = U_{\text{воды}}^{u\text{-го}}(T) + U_{\text{воды}}^{n\text{-го}}(V)$$

нек. энергия
погр. давления ионов
+ кинетич. энергия

Физ. энергия притяжения
ионов
 $U_{(V)}^{\text{нек.}} < 0$, если $U(\infty) = 0$

$$U(\delta, V) = \gamma C_V \delta + U(V)$$

$$\rho = \frac{\gamma R T}{V - \gamma \delta} - \frac{\gamma^2 q}{V^2} - \text{из уп-я } BgB$$



До I приближения γ/q :

$$\delta A = \sqrt{Q} - \delta U$$

$$\rho \frac{\delta V}{\delta V}$$

$$\frac{\gamma R T}{\sqrt{Bg}} \delta V = \frac{\gamma^2 q}{V^2} \delta V = - \delta H^{\text{из.}} - \delta U^{\text{нек.}}$$

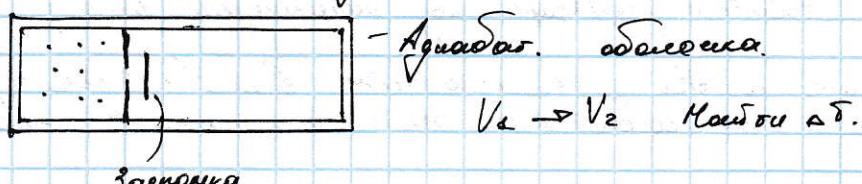
$$\delta U^{\text{нек.}} = \frac{\gamma^2 q}{V^2} \delta V \rightarrow U^{\text{нек.}} = - \frac{\gamma^2 q}{V} + \text{const.}$$

Согласовано вспомог. $U(\infty) = 0$, тогда const = 0

Окончательно:

$$\boxed{U = \gamma C_V \delta - \frac{\gamma^2 q}{V}} \quad (C_V = \frac{i}{a} R)$$

Расширение газа в промежуточном
вспомог. - лин - линии



Применение к пр. газ в идеальном приближении (по остройшим заслонкам) +
помимо состояния равновесия.

Применим пр. газ в идеальном приближении:

$$\Delta U = \underset{0}{A}_{12} + \underset{0}{Q}_{12} \rightarrow U_2 = U_1.$$

Уравн. изз: $\delta_1 = \delta_2$.

$$\text{изз } BgB: \gamma C_V \delta_2 - \frac{\gamma^2 q}{V_2} = \gamma C_V \delta_1 - \frac{\gamma^2 q}{V_1}.$$

$$\Delta \delta = \delta_2 - \delta_1 = - \frac{\gamma^2 q}{C_V} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) < 0$$

изз охлаждается, т.к. $U^{\text{нек.}}$ возрастает u , след., $U^{\text{нек.}}$ уменьшается.

§3.5. Классификация геометрическости и её природности.

Одной из важнейших величин, используемых в геодезии для оценки геометрических свойств гиперплоскостей, является геометрическость.

Оп. Геометрическостью гиперплоскости называется отношение концентрации гиперплоскости ΔQ^* , полученной гиперплоскостью, к соответствующему приложенному гиперплоскости гиперплоскости δT , т.е.

$$C = \frac{\Delta Q^*}{\delta T}$$

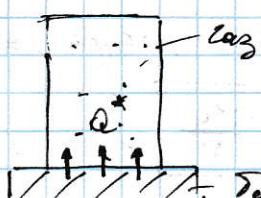
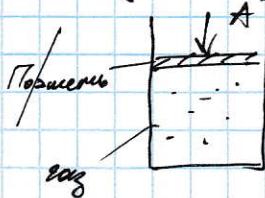
Иногда говорят, геометрическость равна концентрации гиперплоскости, недифракционному для повышения гиперплоскости гиперплоскости на 1% (град.).

В определение с входом также входит базовая геодезическая величина как коэффициент гиперплоскости α^* :

α^* - зеркальный переносимый гиперплоскостей изображений сферы в результат гиперплоскости, т.е. без совершения микроскопической работы.

* означает "переносимое зеркально", чтобы отличить от обычного гиперплоскости.

Существует два способа передачи зеркальности:

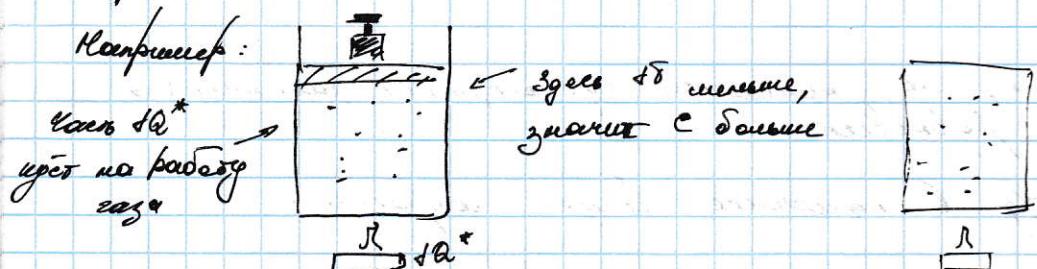


За счет совершения микроскопической работы.

В результате гиперплоскости, т.е. за счет совершения микроскопической работы (использования гиперплоского зеркала или микроколеса зеркала.)

Геометрическость зависит от хим. состава гиперплоскости, концентрации вещества в ней, от толщины прозрачности, в тоже время гиперплоскость сообщает гиперплоскости и изменяет его гиперплоскость.

Например:



Принадлежность к гиперплоскости процессу определяется с помощью индексов:

$$C_v = \left(\frac{\Delta Q^*}{\delta T} \right)_v, \quad C_p = \left(\frac{\Delta Q^*}{\delta T} \right)_p, \dots$$

Установленная геометрическость с (мак. фокусом) - геометрическость при мак. фокусе.

Монтируемая геометрическость с (мак. фокусом) - геометрическость + мак. фокус.

это значение будем рассматривать в в молекулярном процессе.

$$C_V = \left(\frac{\partial Q^*}{\partial T} \right)_V$$

В этом процессе работы не совершаются и $(\partial Q^*)_V = dU$,
таким образом приращение внутренней энергии газа.

Последовательно $U = U(V, T)$ - функция состояния, то

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV$$

$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$ - некая константа термодинамического газа.

Наша задача: из молекулярно-контактных представлений находим C_V , а
затем C_P .

Теплоемкость идеального газа.

В единичном случае:

$U = \text{кинет. энергия} + \text{внеш. пот.} + \text{ potential. энергия} + \text{внутр. энергия}$
+ внутр. молекулар. энергия (вращение молекул, колебание ядериков).

Однородное вещество.

Считаем молекулы ат. г., сей. мол. совершают только колебл. движение.
При этом средняя кинет. энергия молекул равна $\langle \bar{W}_k \rangle = \frac{3}{2} kT$, а
внутр. энергия газа.

$$U = N \cdot \langle \bar{W}_k \rangle = N \cdot N_A \cdot \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} R T.$$

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{3}{2} R. \quad \text{Для } \gamma = 1:$$

$$C_V = \frac{3}{2} R \approx 12,47 \text{ к.моль}^{-1} \approx 3 \text{ ккал. моль}^{-1}$$

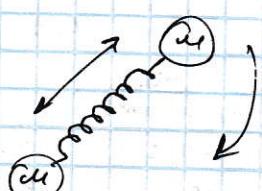
1 кал $\approx 4,19 \text{ джоуле}$ - единица тепла на 1°C

Однородное вещество: пары металлов; инертные газы ($\text{He}, \text{Ne}, \text{Ar}, \text{Kr}$ и т.п.);
газы, диссоциирующие при охлаждении при высоких темп.

Температурный коэффициент теплового расширения

Берём для n различных газов, молекулы которых состоят из n атомов и
имеют массу m . При этом величина вопроса: можно ли сказать что γ зависит от n ?

Доказываемое, чтобы можно было утверждать что γ зависит от n ,
следует доказать что γ зависит от m .



Обратите внимание на закон равновесного распределения энергии
свободом (закон фиктора-распределения энергии).

Родионовская ГРАЭПСС:

В итоге статической свободы, находящейся в равновесии состоянию, на которое поступательного «бранического» состояния свободы приходится в среднем некоторое значение \bar{w} .

На консистентном бранческом состоянии свободы приходится в среднем некоторое значение $\frac{i}{2} R \delta$ и погрешность этого $\frac{\delta}{2}$. Для единичного состояния, то консистентное состояние свободы эквивалентно сумме состояний свободы.

Таким образом, средняя энергия неизменных равна

$$\langle w \rangle = \frac{i}{2} R \delta, \text{ где } i - \text{число состояний свободы неизменных}$$

Задача: 1. ГРАЭПСС сбрасывается в массивной статике. Излучается, если существует излучение брэдера.

2. ГРАЭПСС спускается и для состояний, состоящих из неделимых единиц.

Пример: макрообъектов, взвешивание в шарнире или в зеркале (частица габаритного размера в воздухе) и у частицы $\frac{1}{2} R \delta$ состояния на консистентном бранческом состоянии свободы приходится $\frac{R \delta}{2}$.

Что, согласно ГРАЭПСС $\langle w \rangle = \frac{i}{2} R \delta$.

Тогда общая энергия $U = N \langle w \rangle = N \cdot \frac{i}{2} R \delta = \frac{i}{2} R \delta T$.

$$C_V = \frac{i}{2} R, \quad C_V = \frac{i U}{T} = \frac{i}{2} R$$

Чем больше степ. свободы, тем больше энергии можно «расбросать» во всем этом состояниях.

Дифференциальный раз.

Рассмотрим введение нормы абсолютной погрешности:

~ две изолир. точки, между которыми груз в движении



Учитывая 5 степ. свободы = 3 положения + 2 бранческ. (браническое вращение проявляется либо не рабоч. либо рабоч. точка)

$$i = 5, \quad C_V = \frac{5}{2} R \approx 20,8 \frac{\text{Дж}}{R \cdot \text{шаг}} \approx 5 \frac{\text{Дж}}{\text{шаг}}$$

Сравнение в опытах: $t = 0^\circ\text{C}$

	$C_V, \text{ к-шаг}$	$C_V, \text{ диф-шаг}$
H_2	20,3	4,85
N_2	20,8	4,97
O_2	21	5,01
CO	20,8	4,97
Cl_2	25,4	5,89 ← ?!

Если учесть возможностью существования атомов в молекуле:

$$\text{Втмн} \quad i = 4, \quad C_V = \frac{3}{2} R \approx 29, \quad \frac{\text{дис.}}{\text{к.моль}} \approx 4 \text{ дис. моль}$$

Составом этого для Cl_2 ! Хорошо согласуется с опытом при высоких температурах, например, для H_2 при $T \geq 5000 \text{ K}$.

Многоатомные газы

- газы, состоящие из групп из более атомов.

В первом приближении



$$i = 6$$

$$C_V = 3R \approx 24,9 \frac{\text{дис.}}{\text{к.моль}} \approx 6 \text{ дис. моль}$$

Сравнение с опытом:

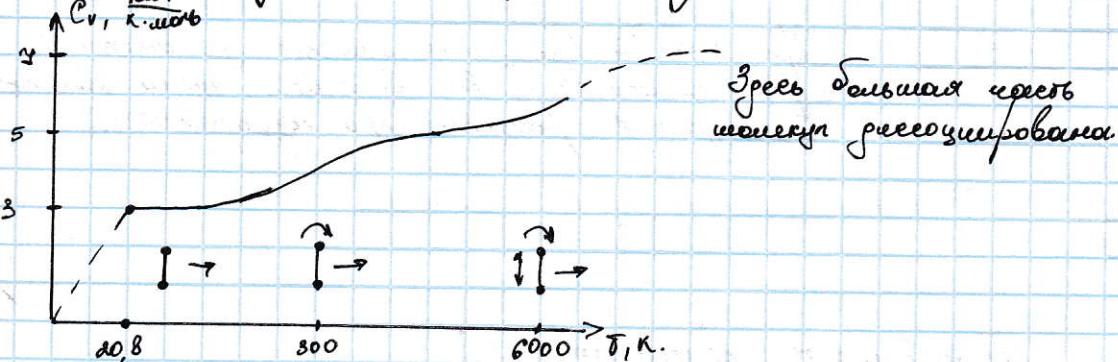
$$T = 0^\circ\text{C}$$

Газ.	$C_V, \frac{\text{дис.}}{\text{к.моль}}$	$C_V, \frac{\text{дис.}}{\text{моль}}$
водород H_2O	25,2	6,02
CO_2	27,6	6,58
CH_4	26,4	6,32
пара $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	62,8	14,46

Другими словами макроскопической температуры
многоатомных газов, полученные в одном ходе
теплоемкость.

- Трудности:
- 1) При конечных температурах плохо согласуется с опытом для некубических двухатомных газов (например, Cl_2),
близких к многоатомным газам.
 - 2) Главная трудность - не в согласии с общим
надлереном, но также зависит температурой от температуры.

Например, для H_2 эксперимент дает:

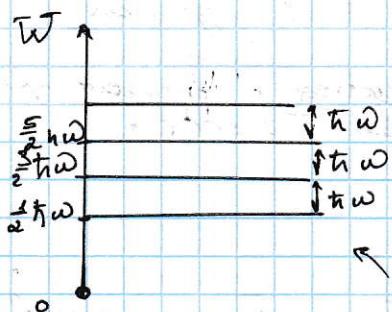


Как будто бы с увеличением температуры - продолжение ст. свобод.,
а с уменьшением T их "влияние" становится "меньше".
Это противоречит ГРР ЗГСС!

Когда обясняют, почему приведенное представление.

Состав многоатомных макромолекул зависит от температуры. Составляющая не только, а только динамическое представление.

$$W_s = \hbar \omega (s + \frac{1}{2}), \quad s = 0, 1, 2, \dots - \text{квантовое число}$$



$$\omega = \sqrt{\frac{\hbar}{m}} - \text{собственное число осциллятора}$$

$$\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{Дж}\cdot\text{с} - \text{постоянная Планка.}$$

↑ Извещающие уровни энергии.

При $\hbar \ll \hbar \omega$ энергия подчиняется закону гармонического колебания при супарелах засоряется осциллятором на первом уровне с начальным состоянием в состоянии "заключенного".

С увеличением $\hbar \omega$ все басовые состояния засоряются на верхний уровень при супарелах \rightarrow горючее сгорает супер. состояния.

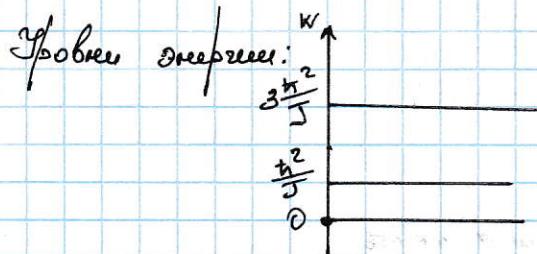
Видно: $\hbar \omega = \hbar \omega \rightarrow \boxed{\frac{\hbar \omega}{\Delta_{\text{рас}}} = \frac{1}{K}}$ - характеристическая теплопередача.

У H_2, N_2, O_2 : $\Delta_{\text{рас}} > 10^3 \text{ К}$.

У C_2 , впринципе, $\Delta_{\text{рас}}$ существенно ниже, что объясняет его большую теплопроводность при начальных теплопередачах.

Инерционный вращающегося колебания имеют более квантованы:

 $W_e = \frac{\hbar^2}{2J} \ell (\ell + 1), \quad \ell = 0, 1, 2, \dots - \text{квантовое число}$
J - момент инерции системы



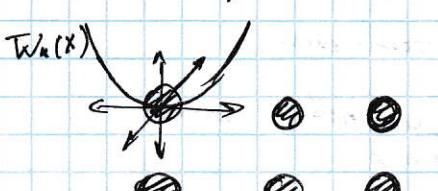
Видно $\boxed{\frac{\hbar^2}{2J K}} - \text{характеристическая теплопередача.}$

При $\hbar \ll \Delta_{\text{рас}}$ вращение имеет запрещенное. С увеличением $\hbar \omega$ все басовые состояния запрещены. Задумывается вращение при супарелах.

$Z_{\text{рас}}$	H_2	N_2	O_2
$T_{\text{рас}}, \text{К}$	85,5	2,86	2,09

Динамика суперпозиций.

В суперпозициях атомы расположены в узлах динамического резонанса. Динамическое внесение атомов приводящий суперпозиции оно неизменяет равновесия.



Будут следить:

1. Движение атомов приводящий к конфигурации. запомни.
2. Движение атомов находящихся друг от друга.
3. Колебание атомов гармоническое (запомни).

Таким образом, представляем присоединяя как совокупность независимых классических гармонических осцилляторов.

Каждый из них может находиться в трех видах перехода, направляемых т.е. образуют группу под. состоян. свободен; связанных.

$$i = 8,$$

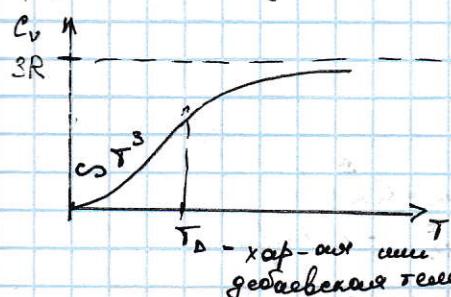
$$C_V = 3R \approx 24,9 \frac{\text{Дж}}{\text{К-моль}} \approx 6 \frac{\text{Дж}}{\text{К-моль}}$$

для одного моля атомов.

Полученный результат согласуется с экспериментальными данными Дюлонга и Пти (Dulong, Petit - фр., 1819): мolarная теплоемкость C_V всех твердых хим. элементов при $T > 300\text{ K}$ имеет пропорциональное значение в $\frac{\text{Дж}}{\text{К-моль}}$.

Элемент	Al	Ca	Ag	Pt	Au	Pb	U	$\frac{e}{атом}$	B
$C_V, \frac{\text{Дж}}{\text{К-моль}}$	5,51	5,00	6,11	6,11	5,99	5,94	6,47	5,44	2,81

Доказывается, в решетчатом состоянии:



Рассмотрено в законе Д. и П., т.е. с квант. теорией!

Элемент	Al	Ag	C (атом)
Δ_0, K	400	215	2000

При этом теплоемкость возрастает!

При $T > \Delta_0$: $C_V \approx 3R$ - рабочий метод герца и закон Дюлонга и Пти.

В чём принципиальная разница между герцем при $T \leq \Delta_0$?

Модель Эйнштейна (Einstein - нем., 1906):

Независимые волновые осцилляторы → даёт такого квантового согласованного описание теплоемкости $C_V(T)$

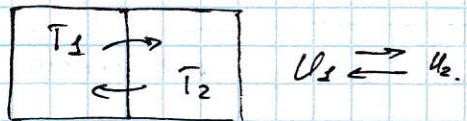
Герц и Фаби (Фаби - нем., 1912):

учитываю полихроматичность звуковых атомов → корректное описание с моделью.

§4.4. Второй принцип г/з.

I присущий уравнениям хим. сообщества между A, Q, ΔU, то не дает никаких уточнений относительно направления превращения процессов

Например, с I. з/з неизвестно, в каком направлении течет процесс:



Поскольку это не определяется, то это самое энергии!

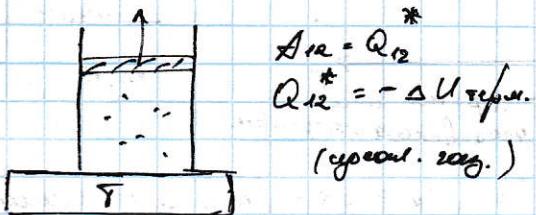
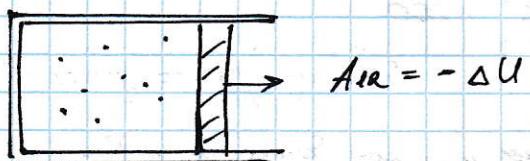
Т.о., I. п. не определяет направление.

Однако можно показать, что существует ограничение на напр. процессов.

Работа этого может быть представлена в виде обратного (спирального) зеркала: $A^* \rightarrow U$.

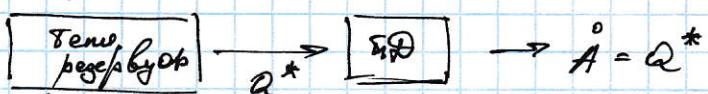
Например, при сжатии газа, в процессе с теплоподачей.

Обратный процесс $U \rightarrow A$ не всегда возможен.
Почему нет? Кажется очевидно.



Но это однократное превращение в специальном подголовническом смысле!

Пробл. изображение превращения многократного химического процесса, когда подавление его специальными действиями устройства (тепл. двигатели) в кон. признаках получается в результате превращения в работу?



I при этом этого не запрещает: $A_{12} = Q_{12}^* - \Delta U_{12} \neq Q^*$

Даное устройство превращения, так создает дополнительную тепловую энергию. Действительно, это означает опасность, генерацию энергии. Охлаждение → работа. Пример: Земля и ее охлаждение при ген. энергии лишь приводит к выделению энергии в Трубе или т.д.

Второй закон 2-го рода.

— это химическое действие, единственный результат которого явления превращение в работу. Видимо

Основное правило говорят проявив возможностью создания вспомогательного тела. Невозможность его создания должна подтверждаться в поступках - и проявлено это.

Первое - фр. учёный и изобретатель Себастьян Карно (Carnot) в своей книге "Различие между о движущей силой и о машине, способных производить эту силу", 1824.

Концепция теплорода, аналогичная вед. механике.

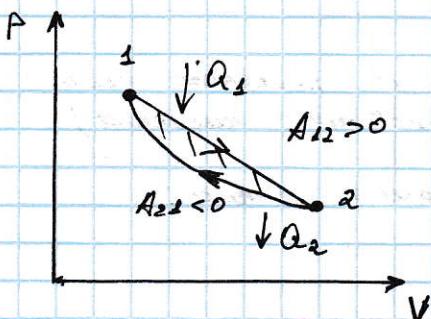
Кинематика - "Мéтод о движущей силе", 1834

II правило в формулировке Дженсона.
(после Кельвина), 1855:

Невозможность чистого действия без вынужденного изменения, или же невозможность создания тела в совершенном рабочем состоянии без его охлаждения теплового резервуара.

т.е. невозможность ВД II.

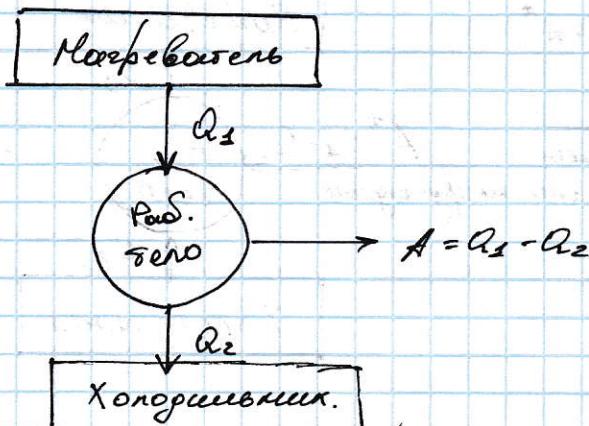
Чтобы показать согласие этого утверждения, рассмотрим схему:



Если $A > 0$, то это согласует с утверждением, т.е. чистое действие, т.е. создание чистой тепловой работы более хладонагнетущей температуры - изобретение.

Это неизвестное, парадоксальное явление!

Примеч. схема бензиновой машины:



Д.О. чистое действие превращение горючего в рабочую машину сопровождается переносом части тепла грязевому (менее нагревшему) телу. Изменение в др. генераторах - исследование.

Коэффициент полезного действия (КПД) тепловой машины:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

ВТ № - 250 движется с $\eta = 1$.

Известно, что исследование в пр. 5/8:

КПД бенз. движущихся всегда < 1 .

Невозможное движ. движущих с $\eta = 1$.

Темновой движущий процесс работает только при переходе температур.

Существо было изучено исследованием Клаудиуса в 1850 году.

И процесс $\tau/9$ в исследование Клаудиуса, 1850:

Невозможный процесс, единственный результатом которого было бы переход температуры от темного гена к светлому.

Не зная, что передана темп. от темного гена к светлому, было невозможно. Неко можно было изучить в др. генах, т.е. без компенсации.

В ходимых процессах темп передается от темного гена к светлому (в зав. от излучения еще наз. темновым пасением).

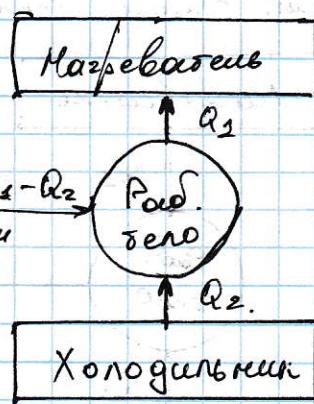
И.о. реализовано против обратного ходимого процесса:



$$\dot{A} = Q^* < 0$$

$$Q_1 = Q_{\text{ет}} + A^*$$

Принцип. схема ХМ:



A^* Совершенное рабочее тело, движущееся компенсирующим образом.

Ходимый изображение:

$$\kappa = \frac{Q_2}{A^*} = \frac{Q_2}{Q_{\text{ет}} - Q_2}$$

Абсолютный ходимый процесс (ХМ):

$$A^* = 0, Q_1 = Q_2 \rightarrow \kappa \rightarrow \infty$$

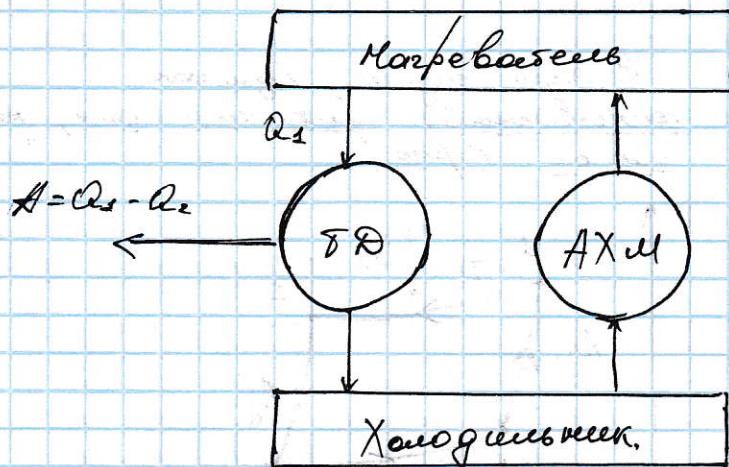
Исследование Клаудиуса означает:

ХМ невозможен, т.е. $\kappa < \infty$ всегда.

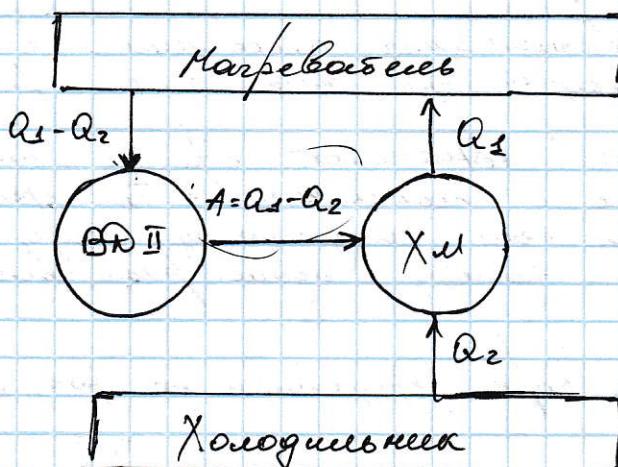
Доказательство закономерности формул Генделея (Капельбаха) и
излагается:

$$B\Delta II \rightleftarrows AXII$$

$$AXII + \text{т.д.} = B\Delta II$$



$$B\Delta II + XII = AXII$$

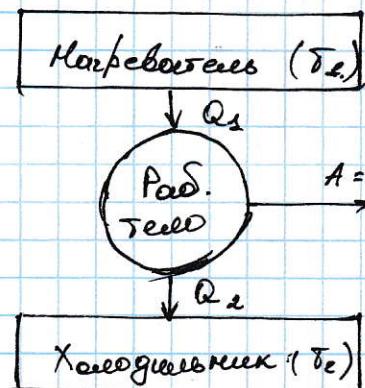


Хотя II приводит к г/о несет характер консервативного утверждения, он приводит к дальнейшему изучению консервативных свойств.

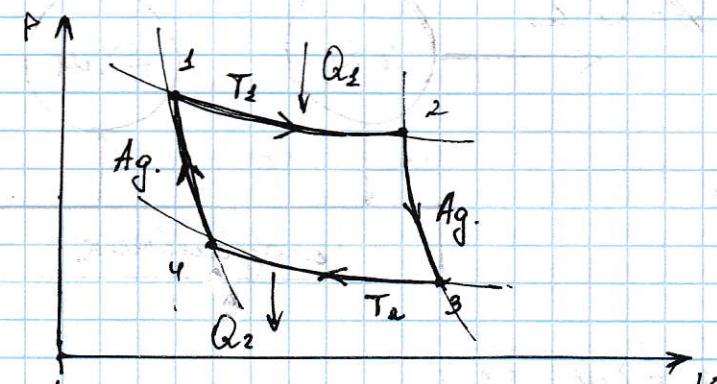
Задание II приводит к г/о выходят за рамки теории тепловых машин. Оно несет глубокое фундаментальное значение.

9.5. Число Карно. Бересков Карно.

График нагревающей и холодающей генераторской машины имеет одинаковую температуру начала сопротивления: $T_{2,2} = \text{const}$, $\delta_2 > \delta_1$. Для термосостава.



В этом случае, возможен единственный обратимый цикл, называемый числом Карно.



Почему это единственный обр. процесс?

1. Единств. обр. процесс, сопровождающийся генерацией с термосоставом, это изобарич. процесс, проходящий при температуре термосостава.
2. Число "сопротивление давлению" обратимого образца, между раб. гено в состояниях 2 и отличает от δ_2 и поэтому есть и δ_1 - преобразование передано гено от раб. гено холода (холодильнику). Каждо значение означает раб. гено до δ_2 при помощи адаб. расширения.

Рассмотрим КПД числа Карно, предполагая, что раб. гено является идеал. гено:

$$1 \rightarrow 2 \quad Q_2 = Q_{22} = \underbrace{U_2 - U_1}_{\delta^* U = U(\sigma)} + A_{12} = \int p dV = RT_2 \int \frac{V_2}{V_1} dV = R\delta_2 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$3 \rightarrow 4 \quad Q_1 = -Q_{34} = R\delta_1 \ln \frac{V_3}{V_4}$$

$$\text{Соотношенно: } \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\delta_2}{\delta_1} \frac{\ln (\frac{V_2}{V_1})}{\ln (\frac{V_3}{V_4})}$$

Используем правило означают:

$$2 \rightarrow 3 \quad \tau_2 V_2^{x-1} = \delta_2 V_3^{x-1} \Rightarrow \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{x-1} = \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{x-1}, \quad \text{т.е. } \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

$$4 \rightarrow 1 \quad \tau_2 V_4^{x-1} = \delta_1 V_1^{x-1}$$

Значит

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\delta_2}{\delta_1}$$

- производит карно

$$\text{а КПД равен } \eta = \delta - \frac{Q_2}{Q_1} \rightarrow \boxed{\eta = \delta - \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}}$$

Если нет перепада темп-к ($T_2 = \delta_2$), то
 $\eta = 0$, т.е. находишься в равновесии нагревом окиси
 виногр. энергии, ее можно превратить в работу.

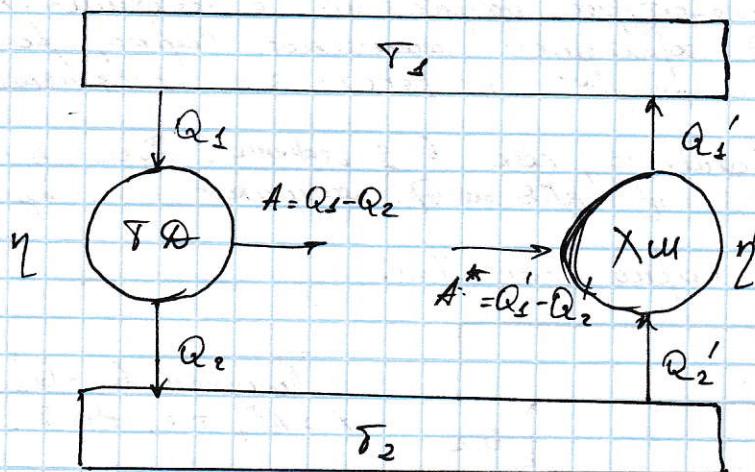
Чем больше $\frac{\Delta \delta}{\delta}$, тем больше долю Q_2 к.э.д. превращено в
 работу.

Первое (законченное) термическое парно:

КПД генерации теплоснабжения, работающей по циклу
 парно, не зависит ни от устройства теплоснабжения,
 ни от вида рабочего тела, а определяется только
 теплопередачами нагревающей и холодающей.

В-во: От изотермического. Быть может две машины парно, имеющие одинаковую
 нагревательную (T_1) и рабочую холодающую (δ_2), но с различными
 КПД: $\eta > \eta'$. Например, в одной раб. темп-е δ_2 , в
 другой — двукратное в-во. Они расходятся устройством.

Влияние машины с меньшим КПД на χ_{III} :



$$\eta = \delta - \frac{Q_2}{Q_1}, \quad \eta' = \delta - \frac{Q_2'}{Q_1'}$$

Без потерь собственной машины получим $Q_2' = Q_2$ (раб. темп-о уменьш.,
 раб. объем χ_{III} теплопередачи и т.д.). Тогда, из $\eta > \eta'$ следует, что
 $Q_2 > Q_2'$. Поскольку $A = Q_1 - Q_2$, $A' = Q_1' - Q_2'$, получаем $A > A'$.
 Причем δ_2 : состоящее холодающей не меняется, и остается
 избыточной работы $A - A' > 0$.

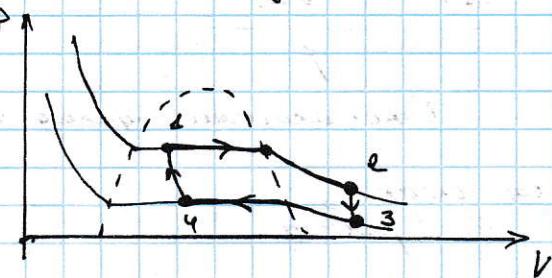
Это же может быть! Значит $\eta < \eta'$. Если предположить
 $\eta < \eta'$, то, включив все в обратном порядке, получим $\eta > \eta'$. Такой
 $\eta = \eta'$.

Таким образом, для χ раб. теплоснабжения парно:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\delta_2}{\delta_1}$$

$$\boxed{\eta = \delta - \frac{\delta_2}{\delta_1} = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\delta_1}}$$

Число Карно с двухстадийным теплообменом:



Холодильный коэффициент двухстадийного КПД Карно:

$$\kappa = \frac{Q_2}{A^*} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2} = \frac{\tau_2}{\tau_2 - \tau_1}$$

Большое давление, так как меньше перепад температур.

$Q_2 > Q_1$ — герметичная генератора теплопровод.

Двухстадийный холодильник:

$$\tau_1 \approx 300 \text{ K.}$$

$$\kappa = \frac{260}{300-260} = 6,5$$

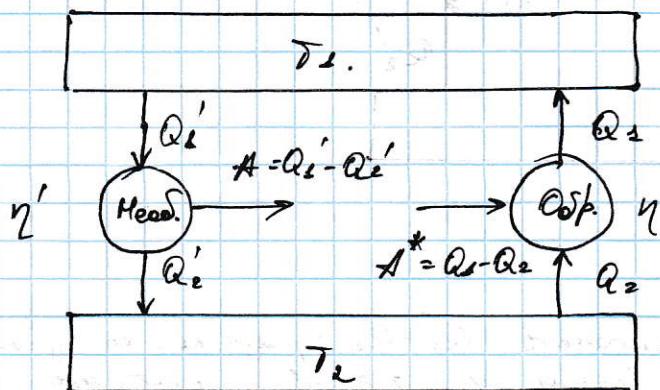
$$\tau_2 \approx 260 \text{ K.}$$

Второй герметичный Карно:

КПД неизолированной генераторной машины, работающей при различных температурах нагревания «холодильника», всегда меньше КПД герметичной машины Карно, работающей при тех же температурах нагревания и хладоагента.

Д-во: Составляется от прямого, как в 1-й машине. Рассчитывается КПД обр. машины Карно, $\eta' = \text{КПД неизол. машины}$ и получается $\eta' < \eta$.

Запуск машины Карно как 1-й:

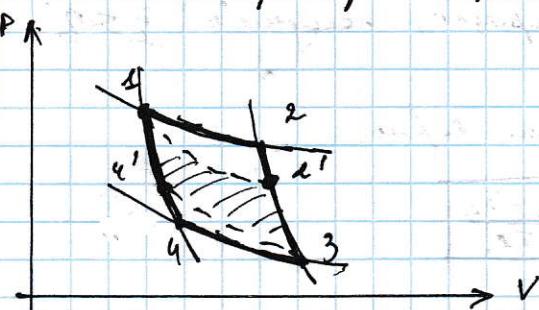


Получаем $Q_2 = Q_2'$, получили $Q_1' > Q_1$ и $A > A^*$, т.е. БД II. Значит, $\eta' \leq \eta$.

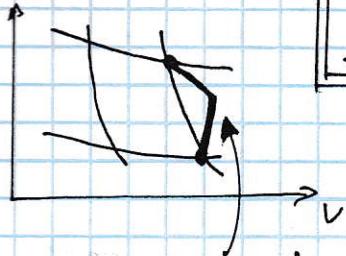
Предположим $\eta' < \eta$, вспомним всё изображное и док-зап оправдывает предположение (так в 1-й герметич.) не машина — машина — герметичная.

Показано на примерах, что факторы, создающие герметичность, уменьшают КПД.

1 Симметричное балансное распределение и сжатие в контакте с герметичностью.



② дренаж



$$F^* = P \cdot A - F_{rp} < P \cdot A$$

значит, что внеш. гидростат. давление составляющее расходу, заключено в внеш.

Здесь заряд земли изменяется, т.е. он расходится, а КПД изменяется.

т.о., $\eta' < \eta$ или в базе одиных обозначениях

$$\eta_{\text{расход}} < \eta_{\text{раб}}$$

О других обозначениях чистик.

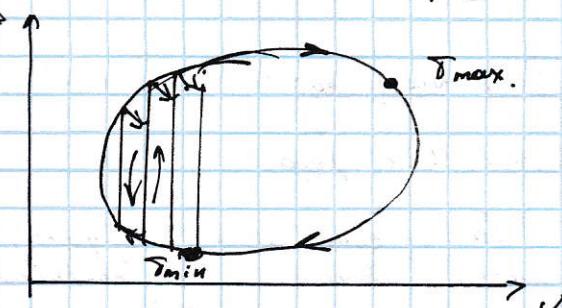
Чистик Карно - это самая базисная обр. система с одним земл. рефрижератором.

Если использование большего числа геников будет воздействовать на КПД работы.

В.т., если использовать произведенное изделие одиных обозначений чистик, потребуется, много гениковых рефрижераторов с одинаковыми землеродствами

Что имеется следует о КПД произведенного одиных чистик?
Базисное обозначение сверху на КПД.

Примеч. чистик можно разобрать на землеродственное устройство Карно:



Для землеродственного чистика Карно:

$$\eta_i \leq 1 - \frac{\delta_{\min}}{\delta_{\max}}$$

$$\eta_i = \frac{A_i}{Q_{ei}} \rightarrow A_i = \eta_i Q_{ei}$$

$$\eta = \frac{\sum A_i}{\sum Q_{ei}} = \frac{\sum \eta_i Q_i}{\sum Q_i} \leq 1 - \frac{\delta_{\min}}{\delta_{\max}}$$

$$\eta \leq 1 - \frac{\delta_{\min}}{\delta_{\max}}$$

- принцип равенства давления чистика Карно.

Основы КПД:

1. Наружная температура

$t_2 \sim 150^\circ\text{C}$ - темп. пары в соре.

$t_1 \sim 20^\circ\text{C}$ - атмосфера.

Изотерм.: $t_2 \sim 600^\circ\text{C}$
 $\eta \sim 60\%$

$$\gamma < \frac{\tau_1 - \tau_2}{\tau_2} \sim 30\%$$

2. РВС.

$$\tau_1 \sim 2400 \text{ K.}$$

$$\tau_2 \sim 900 \text{ K.}$$

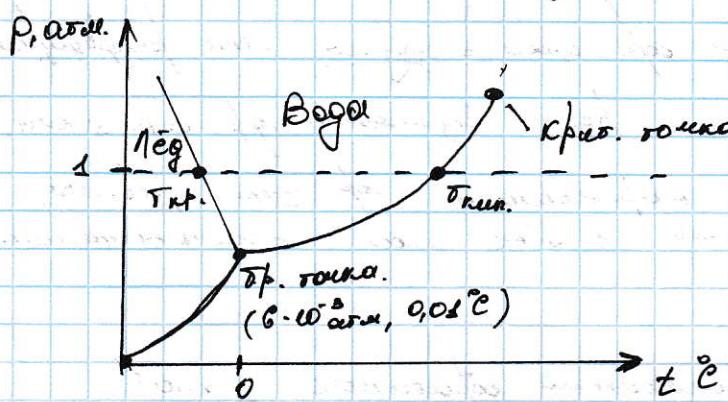
$$\gamma < \frac{2400 - 900}{2400} \sim 90\%$$

Но самое деле по формуле $\gamma_{\text{РВС}} = 56\%$

Среднекристаллическая структура

Основана на пропорции Карно $\frac{D_2}{D_1} = \frac{Q_2}{Q_1}$.

Гипотеза Толля: граничной температуре присуща определенное значение $243,16 \text{ K}$.



Сибирь, г.р. § 31.

§ 4.6. Установление кристалло-литогенеза.

Это уравнение, описывающее фазовые переходы 1-го рода.

Фаз. переходы 1-го рода — такие переходы в-ва из одной фазы в другую, при которых свойства в-ва (плотность и т.д.) изменяются скачком и соп. сопровождаются полным исчезновением опт. кон-ва генератора, наз. (стрикто) генератором фаз. перехода.

Принципиальные фаз. переходы 1-го рода:

1. Чистое (рафинированное) и конденсационное

жидкое \rightleftharpoons газообраз.

2. Плавление и застывание (кристилизация)

твердое \rightleftharpoons жидкое

3. Сублимация (воздухом) и конденсация в в-ве фазу.

тв-рое \rightleftharpoons газообраз.

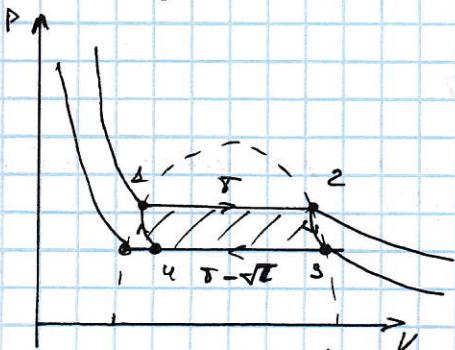


Кристаллизация
из пара

Уравнение Кла-Кла примененное ко всем фаз. переходам I-го рода, для получения его из расч. фаз. перехода теплопровод - пар. Для этого будем использовать метод членов.

Рассм. сплош. подображаемой обр. масс. и применяем к нему I и II члены. Обычно изучаемую систему можно записавшую совершившую цикл Карно. І начальное состояние в виде I-ой горячей карто.

Однокомпонентного засмолесаричного (беск. машины) цикла Карно с двухфазной теплопровод - пар.



Сост. I - теплопровод заполняет весь сосуд.

$$I \rightarrow 2: Q_1 = m\varphi; \quad m - \text{масса в-ки}; \\ \varphi - \text{удельная теплота теплопровод}.$$

$$\text{Работа за цикл: } A = (V_2 - V_1) \Delta p = m(V_2 - V_1) \Delta p.$$

V_2 - уг. объем теплопровод при темпер. Т.
 V_1 - уг. объем пара

$$\text{КПД цикла: } \eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{V_2 - V_1}{\varphi} - \Delta p$$

С другой стороны КПД цикла Карно независимо от первых фаз б-ка (1-ая + 2-ая) равен:

$$\eta = \frac{T_2 - T_1}{T_2} = \frac{\Delta T}{T}$$

$$\frac{V_2 - V_1}{\varphi} - \Delta p = \frac{\Delta T}{T}$$

или

$$\boxed{\frac{\Delta p}{\Delta T} = \frac{\varphi}{T(V_2 - V_1)}} \quad - \text{уравнение Кла-Кла (1834)}$$

Примененное ко всем фаз. переходам I-го рода. При этом в качестве φ можно брать любое. угл. генератор фаз. перехода (пар, уг. генератор теплопровод), а в качестве V_2 и V_1 - уг. объемы состояния фаз (пар, газообраз и теплопровод). Нужно выразить, состоящие:

$$V_2 \xrightarrow{\text{расч.}} V_1$$

Применение ур. Кла-Кла.

① Зависимость температурных фаз. переходов от давления

$$\frac{\Delta T}{\Delta p} = \frac{\varphi(V_2 - V_1)}{T}$$

Если б-ко, логика (г-ко) (г > 0), переход в более разреженную фазу ($V_2 > V_1$), то $\frac{\Delta T}{\Delta p} > 0$, т.е. темпер. фаз. переходов растет с увел. давления.

Процессы: испарение; сублимация; плавление твердого тела в в.

Если в-ко, подогревая гелий ($q > 0$), переходя в более плотную фазу ($v_2 < v_1$), то $\frac{dT}{dp} < 0$, т.е. темпер. фаз. перехода уменьш. с увел. р.

Процессы: плавление льда, висмута, герmania, чист. серебра купола и др.

Создание герметиков.

②. Зависимость давления паров пара от T .

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q}{T(v_2 - v_1)}$$

Хороши решения «находки $p(T)$ ».

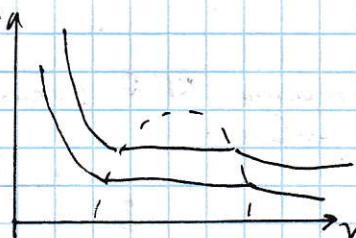
Рядом: $q = \text{const}$, $v_2 > v_1$, пренебр. v_2 .

$$p^{\text{ре}} = \frac{1}{\mu R T}$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\mu q p}{R T^2}$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{\mu q}{\mu} \frac{dT}{T^2} \rightarrow \ln p = -\frac{\mu q}{R \mu} + \text{const.}$$

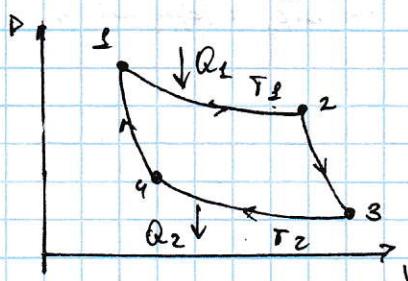
$$\left\{ \begin{array}{l} p = \text{const.} e^{-\frac{\mu q}{R \mu}} \\ \end{array} \right\}$$



Фиг. 7. Равновесно кипящее давление.

В этом параграфе мы введем для кипящего давления термин «стабильная фазосуммировка» и применим τ/q для обр. процессов.

Наконец е укажем формулу:

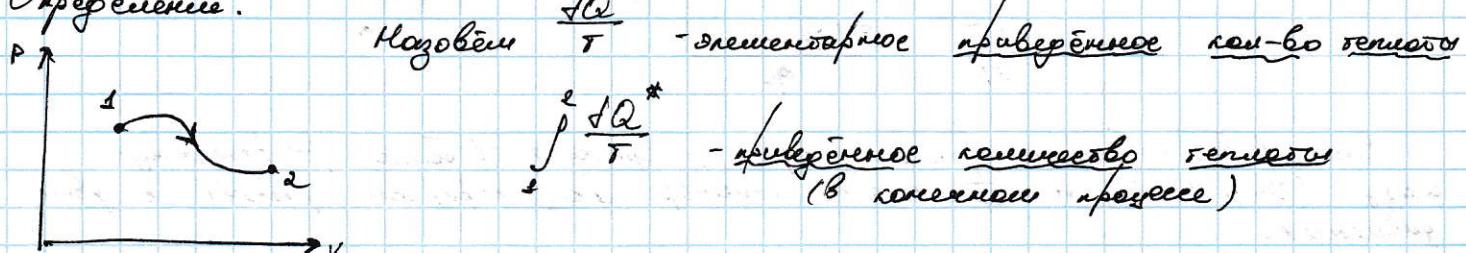


$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \rightarrow \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

В кипящих обиных обозначениях

$$Q_1 = Q_1^*, Q_2 = -Q_2^* \text{ и } \frac{Q_1^*}{T_1} + \frac{Q_2^*}{T_2} = 0$$

Обратим внимание.



Найдем $\frac{\int Q^*}{T}$ - энтропийное приведенное нач-во гелия

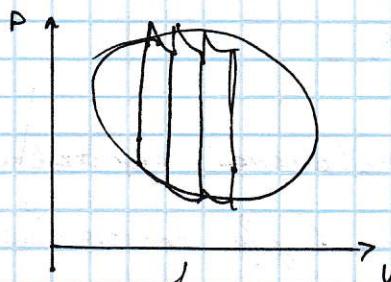
$\int \frac{\int Q^*}{T}$ - приведенное нач-во гелия (в конечном процессе)

Здесь T - температура волны, от которой зависит теплоемкость; ρ - плотность.

Для этого Карно получается

$$\oint \frac{dQ^*}{T} = 0$$

Доказательство, что это справедливо для T-адиабат:



Преустановленный цикл можно разбить на земную и космическую части Карно.

Внеш. участок цикла не играет роли, так как $\oint dQ^* = 0$.

Таким образом:

$$\boxed{\oint \frac{dQ^*}{T} = 0}$$

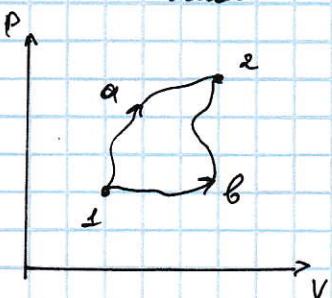
- равновесно изолируется.

Пример. кон-бо генератор получаемое количество тепла в модах T-адиабат (т.е. $\rho \cdot \text{изол.}$) равно нулю.

Это запись. выражение иначе запись равновесных (адиб.) процессов.

Уз физ. изолируется ведет вспомогательное действие:

Пример. кон-бо генератор, получаемое количество при T-переходе из состояния 1 в состояние 2, не зависит от пути перехода, а определяется только нач. и конеч. состояниями процесса.



$$\int_{1a2}^{\frac{dQ^*}{T}} + \int_{2B2}^{\frac{dQ^*}{T}} = 0 \leftarrow \text{из уравнения.}$$

$$\int_{1a2}^{\frac{dQ^*}{T}} - \int_{1B2}^{\frac{dQ^*}{T}} = 0$$

$$\int_{1a2}^{\frac{dQ^*}{T}} = \int_{1B2}^{\frac{dQ^*}{T}}$$

Изменяя физ. изол. и изолируя количество тепла в модах T-адиабат от пути перехода, получаем, что количество тепла в модах T-адиабат не зависит от пути перехода.

Изолируя количество тепла в модах T-адиабат от пути перехода, получаем, что количество тепла в модах T-адиабат не зависит от пути перехода.

Магн. изолирующаяся и изол. для адиб. процессов (Карно, 1853):

Существует такая функция состояния системы, значение которой разность земной и космической температур в состояниях 1 и 2 равно,

правед. кол-ву тепла, получаемому системой при превращении обр. переходе из 1 в 2:

$$\Delta S_2 - S_1 = \int_{S_1}^{S_2} \frac{dQ^*}{T}$$

т.е.: $dS = \frac{dQ^*}{T}$

dQ^* - не единичный дифференциал механ. ф-ии,

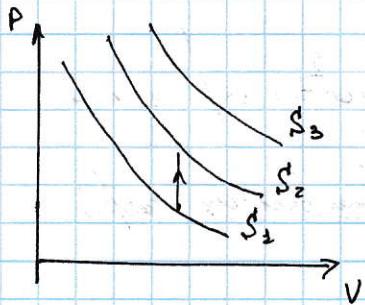
dS , т.е. $\frac{dQ^*}{T}$ - полный диффер. ф-ии S .

Энтропия S определяется с точностью до привнесенных ошибок по следующему.

Рис. система имеет лишь один энтропии в двух состояниях.

В случае адабат. процесса (обр.):

$dQ^* = 0 \rightarrow S = \text{const}$ - изотермический процесс.



$S_2 < S_1 < S_3$, т.к. при переходе на более высокую температуру избыток тепла создает $dQ^* > 0$.

В случае обр. не адабат. процессов:

$$dS = \frac{dQ^*}{T}$$

$$dQ^* > 0 \rightarrow dS > 0$$

$$dQ^* < 0 \rightarrow dS < 0$$

Интегрирование первого закона

$$dF = \frac{dQ^*}{T}$$

$$dQ^* = \partial C_V T + p dV$$

$$pV = \partial R T$$

$$dF = \partial C_V \frac{T}{T} + \partial R \frac{V}{V}$$

Интегрируем:

$$S = \partial C_V \ln T + \partial R \ln V + \text{const}$$

Модифицируем:

$$S = \partial C_V \left[\ln T + \frac{R}{C_V} \ln V \right] + \text{const.}$$

$$\frac{R}{C_V} = \frac{C_P - C_V}{C_V} = \gamma - 1$$

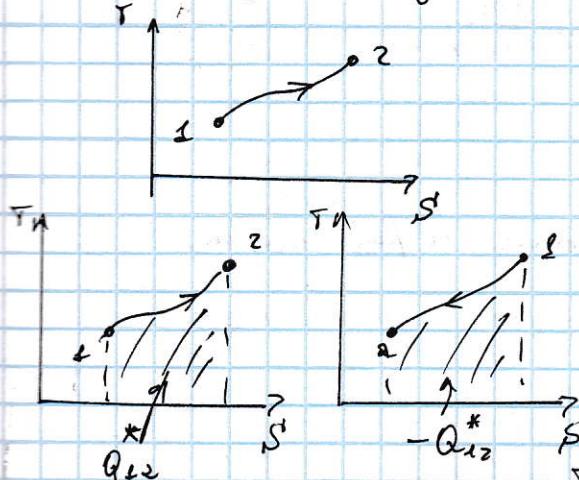
$$S = \partial C_V \ln T V^{\gamma-1} + \text{const}$$

$$\downarrow \\ pV = \partial R T$$

$$S = \partial C_V \ln p V^{\gamma-1} + \text{const}$$

δ -изохории

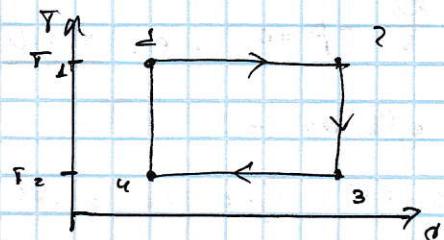
Это гравит. изохориические процессы на пл-ти T, S .



Удобство этого изохориического в том, что площадь под графиком равна (с учетом знака) получ. энтропийной единицей:

$$\delta Q^* = T \delta S, \quad Q_{12}^* = \int_T^{T_2} \delta Q^*$$

Числ. выраж. на пл-ти S, T :



Независимо от вида проц.

Видно:

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\delta_1}$$

Следует отметить, что изохории расщепляются при анализе неравновесных процессов.

§ 4.8. Основное ур-е термодинамики для обратимых процессов

$$\begin{cases} \delta Q^* = \delta U + p \delta V \\ \delta S = \frac{\delta Q^*}{T} \end{cases}$$

- I принцип для обр. пр.
- II принцип для обр. пр.

$$T \delta S = \delta U + p \delta V$$

- основное ур-е термодинамики для обр. процессов.

Следует отметить термодинамическое и кинетическое ур-е для состояния.

Термодин. ур. состояния - это $p = p(\delta, V)$

Кинетич. ур. состояния - это $U = U(\delta, V)$

Дальнейшее изучение этой ур-и и д. полученных независимо друг от друга. Основное ур-е термодинамики называется уравнением состояния. Следует отметить, что оно нелинейное.

$$\delta S = \frac{1}{T} \delta U + \frac{1}{T} \delta V, \quad \delta U = \left(\frac{\partial U}{\partial \delta} \right)_V \delta \delta + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_\delta \delta V$$

$$\delta S = \underbrace{\frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial U}{\partial \delta} \right)_V}_{\left(\frac{\partial S}{\partial \delta} \right)_V} \delta \delta + \underbrace{\frac{1}{\delta} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_\delta + p \right]}_{\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_\delta} \delta V$$

Следует обратить внимание на симм. неравновесных:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial T \partial V} = \frac{\partial^2 S}{\partial V \partial T}, \text{ поэтому}$$

$$\underbrace{\frac{1}{T} \frac{\partial^2 U}{\partial T \partial V}}_{\left[\left(\frac{\partial^2 U}{\partial V \partial T} \right)_T + p \right] + \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial V \partial T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \right]} = -\frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T + p \right] + \frac{1}{T} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial V \partial T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \right]$$

$$\boxed{\left(\frac{\partial^2 U}{\partial V \partial T} \right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p}$$

Применение полученного уп-е для определения U при δ -измен.

① Уравнение состояния

$$pV = RT \rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{R}{V}, \text{ т.к. } \frac{\partial V}{\partial T} = 0$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = \frac{RT}{V} - p = 0, \text{ т.е. } \underline{U = U(T)} - \text{з-е Дарси}$$

Если из условия $C_V(T)$ убирается, то

$$U = \int c_V dT, \quad T/p_u \quad c_V = \text{const} \rightarrow U = c_V T + \text{const}$$

② Закон Бюргерса

$$p = \frac{RT}{V-B} - \frac{q}{V^2} \quad (\gamma=1) \rightarrow \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{R}{V-B}$$

$$\text{тогда } \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = \frac{RT}{V-B} - \frac{RT}{V-B} + \frac{q}{V^2} = \frac{q}{V^2}$$

$$\underline{U(T, V) = -\frac{q}{V} + f(T)}$$

функция от T .

Но $\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = C_V$. Если зная из условия или из-за. предпол., то

$$U(T, V) = \int c_V dT - \frac{q}{V}$$

В первом случае температура $C_V = \text{const}$. и $U(T, V) = C_V T - \frac{q}{V}$

Действие изменения параметров

$$dS = \frac{1}{T} dU + \frac{p}{T} dV$$

Возьмём за исходное значение первоначальное p и T

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial U}{\partial p} \right)_T dp, \quad dV = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T dp$$

$$dS = \underbrace{\frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \right]}_{\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p} dT + \underbrace{\frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial p} \right)_T + p \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T \right]}_{\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T''} dp$$

$$\frac{\partial^2 S}{\partial T \partial p} = \frac{\partial^2 S}{\partial p \partial T}.$$

$$\frac{1}{T} \left[\underbrace{\frac{\partial^2 U}{\partial T \partial P}}_{\delta Q''} + \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P + \underbrace{\frac{\partial^2 V}{\partial T \partial P}}_{\delta P''} \right] = - \frac{1}{T^2} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_T + P \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T \right] + \frac{1}{T} \left[\underbrace{\frac{\partial^2 U}{\partial P \partial T}}_{\delta P''} + \underbrace{\frac{\partial^2 V}{\partial T \partial P}}_{\delta Q''} \right]$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_T + P \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T = - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad \text{Торсование \& \&}$$

$$\underbrace{T + S}_{\delta Q''} = \underbrace{\left[\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_P + P \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \right]}_{\delta P''} dT - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dP.$$

Расс-еи ортособаковские процессы: $dQ^* = 0$

$$0 = \delta P dT - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dP$$

$$\boxed{\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S = \frac{T}{C_P} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P}$$

Если $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P > 0$, то $\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S > 0$ - разогрев, наоборот - охлаждение.

Если $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P < 0$, то $\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S < 0$ - разогрев, H₂O при $0 < t < 4^\circ C$