

+ [с вопросом из консп. билета.]

1) предмет молек. физ. основы
попечения МКТ. Статистич. подход
и описание молекуляр. явлений.
Важнее о статистических
законах переносах

предмет - макроскопические процессы,
особенно - большие тепловые газы.

3 подхода?

1) термодинамический - аксиоматический
(начала, принцип \leftarrow опыт) макрпараметры

2) молекуляр. - кинетический - исходит
из строения в-ва, рассматр. силы
большого числа молек.

3) динамический (исслед консп молек) - неудобен.

~~всех подходов. МКТ:~~

• из газ-газ, газ, газ, молекулой и-ров по молек
наблюдать

всех подходов МКТ?

- 1 все в в а состоят из молекул
 - 2 молекулы непрерывно взаимодействуют
 - 3 молекулы взаимодействуют между собой
- посредством абс. упругих столкновений, неэластично

число частиц огромно. $N \gg 1$

Статистич. система — из большого числа частиц

- Микропараметры — хар-ки каждой из частиц системы (P_1, P_2, P_3, x, y, z)
- макропараметры — результирующие микропараметров (p, T)

Построено равновероятности микро состояний системы в равновесии

~~это~~ подходы к определению статистич. системы (статистически устойчивых):

- 1) временной: 1 система, $N \rightarrow \infty$ состояний
- 2) ансамблевой: $N \rightarrow \infty$ систем, 1 состояние (ансамбль)

$$P_i = \lim_{N_0 \rightarrow \infty} \frac{N_i}{N_0}$$

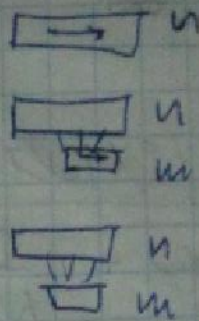
N_i — число событий
 N_0 — общ. число событий

$$\sum p_i = \sum \frac{N_i}{N_0} = \frac{N_0}{N_0} = 1 - \text{вероят. всех}$$

$$P_n = n! \quad \text{перест}$$

$$A_n^m = \frac{n!}{(n-m)!} \quad \text{различн}$$

$$C_n^m = \frac{n!}{m!(n-m)!} \quad \text{совпадают}$$

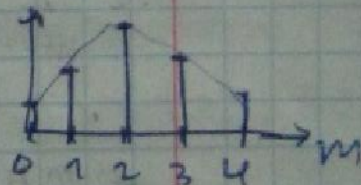
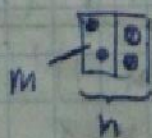


Биномиальный распр
(m разов, выпад. в двух состояниях)

$$P(n, m) = C_n^m q^m p^{n-m}$$

q - берет 1 соот
- берет 2 соот
($p+q=1$)

$$\sum_{m=0}^n P(n, m) = 1$$



Плотность вероятности

$$P(\Delta V) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_i}{N_0} \quad \text{- вероят. быть в объеме } \Delta V$$

$$f(x, y, z) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{P(\Delta V)}{\Delta V} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{N_i}{\Delta V N}$$

$$\Delta V \rightarrow 0$$

$$V_1 \rightarrow 0$$

$$P(V_1) = \int_{V_1} f(x, y, z) dx dy dz$$

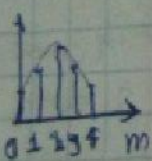
$$\int_{V_1 \rightarrow \infty} f(x, y, z) dx dy dz = 1 \quad - \text{нормировка}$$

Суммарное значение

$$\langle m \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m_i \quad - \text{среднее}$$

$$\langle m \rangle = \sum_{i=1}^N P(m_i) \cdot m_i \quad - \text{мат. ожидание}$$

$P(m)$



$$\langle m \rangle = \sum_{m=0}^n m \cdot C_m^n p^m q^{n-m} = \sum_{m=1}^n \frac{n!}{(m-1)!(n-m)!} p^m q^{n-m}$$

$$= \sum_{m=1}^n \frac{n p (n-1)!}{(m-1)!(n-1-(m-1))!} p^{m-1} q^{n-1-(m-1)}$$

$$= n p \sum_{m'=0}^{n-1} \frac{(n-1)!}{m'!(n-1-m')!} p^{m'} q^{n-1-m'}$$

$$= n p \sum_{m'=0}^{n-1} C_{n-1}^{m'} p^{m'} q^{n-1-m'} = n p$$

$$\langle m \rangle = n p$$

- сред. значение по биномиальному

дисперсия - сред. квадрат отклонения.

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

$$\langle m^2 - 2m\langle m \rangle + \langle m \rangle^2 \rangle =$$

$$= \langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2 = \sigma_m^2$$

$$\sigma_m = \sqrt{\langle (\Delta m)^2 \rangle} = \sqrt{\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2}$$

$$\sigma_m^2 = \langle (\Delta m)^2 \rangle \text{ - given}$$

$$= (np)^2$$

$$\langle f(m) \rangle = \sum_m f(m) P(m)$$

$$\langle m^2 \rangle = \sum_{m=0}^n \frac{m^2 n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m}$$

$$= \sum_{m=0}^n \frac{(m^2 - m + m) n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m} = \langle (m - \langle m \rangle)^2 \rangle + \langle m \rangle^2$$

$$= \sum_{m=2}^n \frac{n(n-1)(n-2)!}{(m-2)!(n-2-(m-2))!} p^2 p^{m-2} q^{n-2-(m-2)}$$

$$= n(n-1)p^2 \sum_{m=2}^n p^{m-2} q^{n-m-2}$$

$$\sigma_m^2 = npq$$

Непрерывной Вероятности

$W_0(x_1, x_2)$

$$\langle x \rangle = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx$$

$f(x)$ - ф-я плотности вероятности

$$P(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx$$

$$f(x) = \frac{P(x, x+dx)}{dx}$$

$$dP(x, x+dx) = f(x) dx$$

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

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

$\langle x \rangle_t$ - усреднение по времени

$\langle x \rangle_N$ - усредн по ансамблю экстр. (нобаранально)

интересно: $\langle x \rangle_t = \langle x \rangle_N$

сред. по времени = сред. по ансамблю

Действия с вероятностями

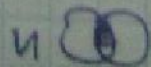
$$P(A+B) = P(A) + P(B) - P(AB)$$

$$P(AB)$$

$$\frac{N_A}{N}$$

$$\frac{N_B}{N}$$

$$\frac{N_{AB}}{N}$$



или

$P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(AB)$

$$\frac{N_{A \cup B}}{N}$$

+ 2) уг. газ. равновесное пространство
 сфинкса расширяет газы
 уг. газа Флуид газы и плотности
 уг. газа.

- уг. газ:
- 1) $E_p \ll E_k$
 - 2) $\sum V_{молек} \ll V_{газа}$
 - 3) $F_{упругост} = F_{оттолк}$
 - 4) удары упруги

уг. газ - модель газа, широко
 используется в физике

~т Бойля - Мариотта $PV = \text{const}$ и
 ~ Гей - Люссака $PV = P_0 V_0 (1 + \alpha t)$

$PV = \text{const}$ - условие состояния. Связь между n и α

кол-во в в-ва 1 моль - такое, какое содержится
 $\nu = [\text{моль}]$ столько же атомов, сколько в 12г.
 углерода ^{12}C

$= N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$

закон Авогадро - одно и то же число
 молекул в равных V при одинак.
 $PV = RT$

$PV = \frac{N}{N_A} RT$

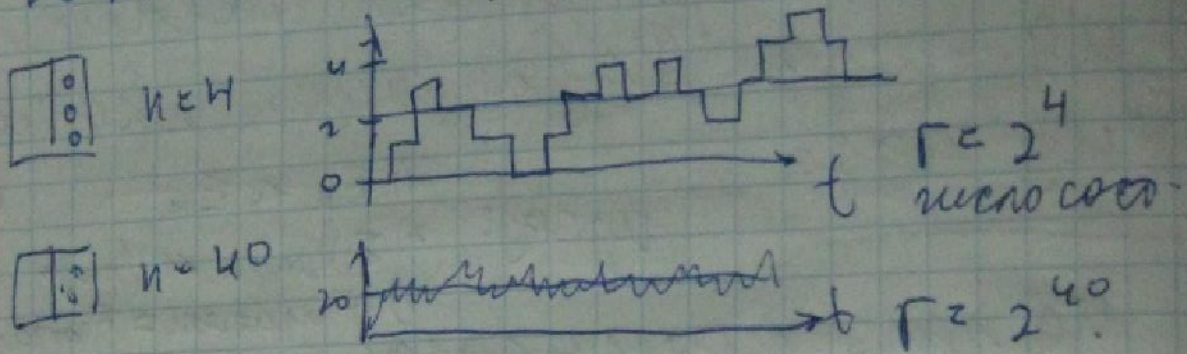
$R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{К моль}}$ - газ. пост.

Закон Дальтона:

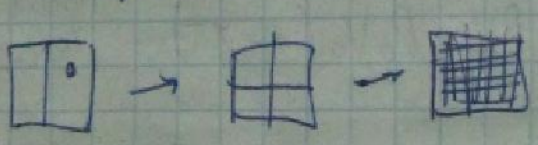
$P = P_1 + \dots + P_n$

парциальные давления

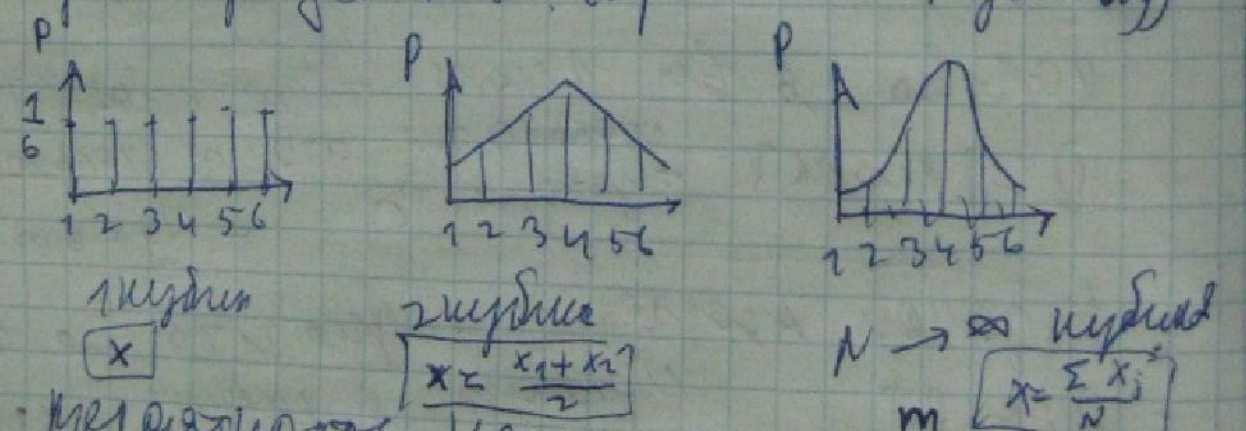
Равновесное распредел. частиц



Канг. у широкоотаяны равно-вероятно (поступает равновер.) в равновесии.



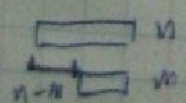
распределение (Бросание кубика)



вероятность нахождения частицы в одной половине сосуда, если полное число частиц n .

$$P(n, m) = \frac{\Gamma(n, m)}{\Gamma_0} = \frac{n!}{2^n m!(n-m)!} = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m}$$

$p = q = \frac{1}{2}$



коф

+

3 Биномиальное распределение

$N \rightarrow \infty$
число
спросов

Бросание монеты и поиск.

$P(n, m)$ - вероят. выпад. m решек

$\Gamma(n, m)$ - число комбинаций m решек

$U_i = \begin{cases} 1 & \text{- решка} \\ 0 & \text{- орёл} \end{cases}$ - микроэлементы выпад. монеты

(классич.) $p = \frac{1}{2}$ - вероятность "2" решки

(неклассич.) $q = \frac{1}{2}$ - вероятность "0" орла

$\Gamma_0 = 2^N$ - число всех комбинаций
(2-число элементов: рч, ор)

$P_0 = \frac{1}{\Gamma_0}$ - вероятность каждого

N	сост.	$m = \sum U_i$ число решек	$\Gamma(n, m)$ число способов	$P(n, m) = \frac{\Gamma(n, m)}{\Gamma_0}$
1	0000	0	1	1/16
2	1000	1		
3	0100			
4	0010			
5	0001		4	4/16 = 1/4
6	1100	2	6	6/16
7	1010			
...
14	1111	3	4	4/16
15	0111			
16	1111	4	1	1/16

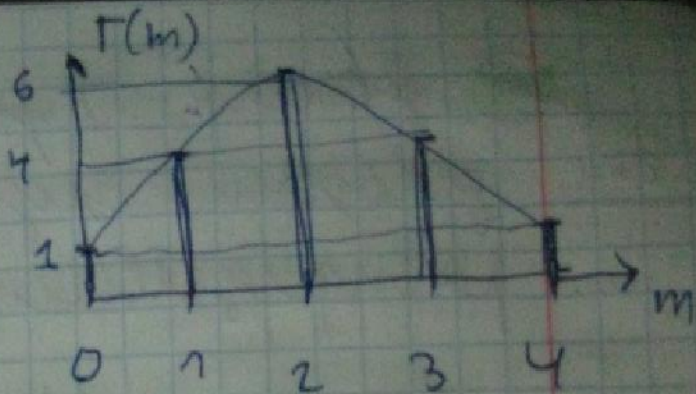
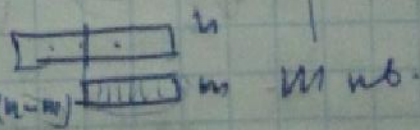
$$P(m) = C_n^m q^m p^{n-m}$$

Биномиальное распределение.

$$M_{\text{уб}} = np$$

$$C_n^m = \frac{n!}{m!(n-m)!}$$

число сочетаний



для $n=4$ монет

$$P(n, m) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\Gamma(n, m)}{\Gamma_0}$$

$\Gamma(n, m)$ число бросков, в к-рых выпало m решек (число микро состояний, в-рых m спинов направлены вверх)

$$\sigma_m^2 = \langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2 = npq \quad \text{— дисперсия}$$

$$\frac{\sigma_m}{\langle m \rangle} = \frac{\sqrt{npq}}{np} = \sqrt{\frac{q}{np}} \quad \text{— относит. флуктуация}$$

$$= \sqrt{\frac{1-p}{np}} \approx \frac{1}{\sqrt{np}} = \frac{1}{\sqrt{\langle m \rangle}}$$

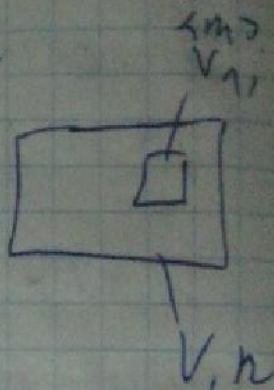
флукт. плотности.

так $\rho = \frac{M}{V} = \frac{m_0}{V}$ масса газа / число частиц в объеме V

$$m_0 \sigma_m = \sqrt{\frac{m_0}{V}} npq$$

+ ④ Распр. Пуассона как пре-
 М. с. М. гельман сугай Биномиального
 распределения. Пример

в сосуде:



средняя
 вероятность $\frac{n}{V} = \frac{\langle m \rangle}{V_1} \Rightarrow \frac{V_1}{V} = p = \frac{\langle m \rangle}{n}$

$$P(n, m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} \left(\frac{\langle m \rangle}{n}\right)^m \left(1 - \frac{\langle m \rangle}{n}\right)^{n-m} =$$

$$\approx \frac{n(n-1)\dots(n-m+1)}{m!} \frac{\langle m \rangle^m}{n^m} \left(1 - \frac{\langle m \rangle}{n}\right)^{n-m}$$

$$= \underbrace{1 \left(1 - \frac{1}{n}\right) \left(1 - \frac{2}{n}\right) \dots \left(1 - \frac{m-1}{n}\right)}_{\rightarrow 1} \frac{\langle m \rangle^m}{m!} \frac{\left(1 - \frac{\langle m \rangle}{n}\right)^n}{\left(1 - \frac{\langle m \rangle}{n}\right)^m}$$

$n \rightarrow \infty$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\alpha}{n}\right)^n = e^{-\alpha}$$

$$P(m) = \lim_{n \rightarrow \infty} P(n, m) = \frac{\langle m \rangle^m}{m!} e^{-\langle m \rangle}$$

$n \rightarrow \infty$

$\langle m \rangle \ll n, p = \text{const.}$
 $p \ll 1$

сред. количество
 не изменено

(ш) ψ — это сила взаимодействия
молекула газа. $\psi = B - g - B$
протонный $B - g - B$.

силы кулоновск. взаимодействия
притяжение, отталкивание
(ионизация) (плазма)

химические (валентные) силы
образование хим. соединений

Силы $B - g - B$.

неравномерность заряда молекул — диполь (поляризация)

Но внеш. поле поворачивает диполь.

аппроксимация?

$$U(x) = \frac{a_1}{x^{12}} - \frac{a_2}{x^6}$$

потенциал Ленарда-Джонса

15) Реальные газы. Уравнение
 реального газа. Область сверхкрити-
 ческ. сост. Масштабирование сост.
 (перекрит. точка, перекрит. пар)

40134

$$pV = RT.$$

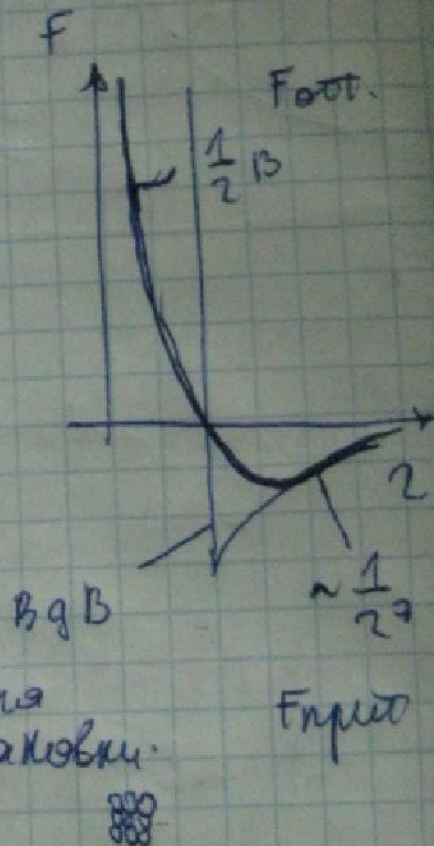
$$\left(p + \frac{a}{V_m^2} \right) (V_m - b) = RT$$

$$\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT$$

$$[a] = \frac{\text{Па} \cdot \text{м}^6}{\text{моль}^2}$$

$$[b] = \frac{\text{м}^3}{\text{моль}} - \text{объем 1 моля}$$

плотной упаковки.



(здесь $V_i = V_m$ - мольер.)

$$(pV^2 + a)(V - b) = RTV^2$$

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{p} \right) V^2 + \frac{a}{p} V - \frac{ab}{p} = 0.$$

где K - критич. точки - корни уравн.

$$V^3 - \left(6 + \frac{RT_{кр}}{p_{кр}}\right) V^2 + \frac{a}{p_{кр}} V - \frac{ab}{p_{кр}} = V^3 - 3VV_{кр} + 3V_{кр}^2 - V_{кр}^3$$

$$\begin{cases} 3V_{кр} = 6 + \frac{RT_{кр}}{p_{кр}} \\ 3V_{кр}^2 = \frac{a}{p_{кр}} \\ V_{кр}^3 = \frac{ab}{p_{кр}} \end{cases} \Rightarrow = (V - V_{кр})^3$$

$$\begin{aligned} V_{кр} &= 36 \\ p_{кр} &= \frac{a}{27b^2} \\ T_{кр} &= \frac{6a}{27Rb} \end{aligned}$$

для $T_{кр}$:

$$p_{кр} V_{кр} = \frac{8}{3} RT_{кр}$$

$$\begin{aligned} b &= \frac{V_{кр}}{3} \\ a &= 3p_{кр} V_{кр}^2 \end{aligned}$$

закон соответствия состояния:

обозн.

$$\pi = p_{привед} = \frac{p}{p_{кр}}$$

$$\varphi = V_{прив} = \frac{V}{V_{кр}}$$

$$\rho = T_{прив} = \frac{T}{T_{кр}}$$

$$\Rightarrow \left(\pi + \frac{3}{\varphi^2}\right) \left(\varphi - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3} \rho$$

для лоб. газы одинак.

выполняется при $\rho_{гв}$

закон для двух $\rho_{гв}$:

если два приведенных параметра $\rho_{гв}$ одинаковы, то и приток одинаков.

U 247

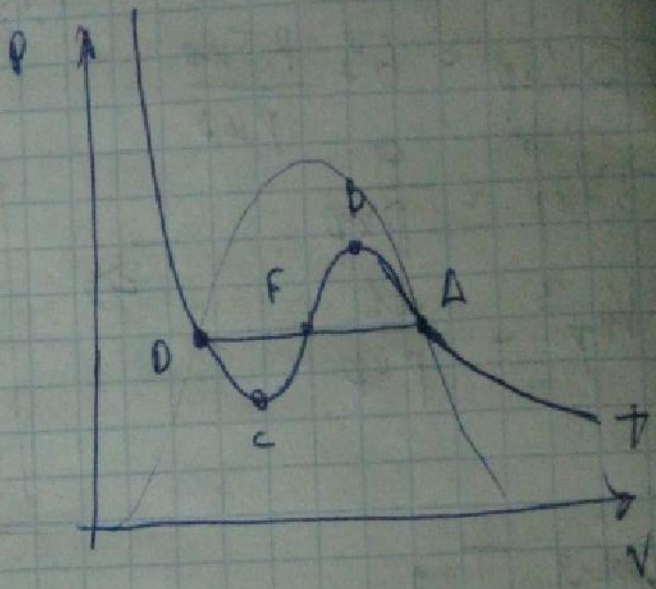
Изопределительные линии изотермы - (12)

$$\Delta S_{DFA} = \Delta S_{DCBA}$$

$$\int_{DFA} \frac{\delta Q}{T} = \int_{DCBA} \frac{\delta Q}{T}$$

$T = \text{const}$

$$\delta Q = dU + p dV$$



$$U(A) - U(B) + \int_{DFA} p dV = U(A) - U(D) + \int_{DCBA} p dV$$

$$\int_{DFA} p dV = \int_{DCBA} p dV$$

те произведени от DFА и DCBA равни

Метааблянтите състоящие

AB - непрекъсн. пар - по параметрам
должно быть изохр, но съвсем - раз

DC - непрер. изохр - по параметрам
должно быть изохр, но съвсем - изохр

Значения u и u' известны, при этом
менее вероятности. Вероятности u и u'

меру меру u и u'

$$u = u(t) - u' \cdot \text{раз}$$

$$u = u(t, v) - \text{раз } u' \cdot \text{раз}$$

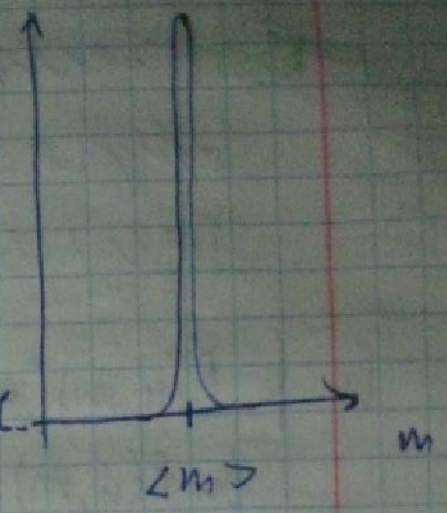
$$u' \cdot \text{раз} = \int_{\infty}^v p' \cdot dW = \int_{\infty}^v \frac{d^2 a}{v^2} dW = - \frac{d^2 a}{v}$$

$u = u' \cdot \text{раз} - \frac{d^2 a}{v}$
$\underbrace{\hspace{10em}}$
$\underbrace{\hspace{10em}}$

$$\sum_{m=0}^{\infty} P(m) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\langle n \rangle^m}{m!} e^{-\langle n \rangle} = 1$$

$$e^{-\langle n \rangle} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\langle n \rangle^m}{m!} = e^{-\langle n \rangle} e^{\langle n \rangle} = 1$$

перипробна выполнена.



при $\langle n \rangle$ больших

ко 21

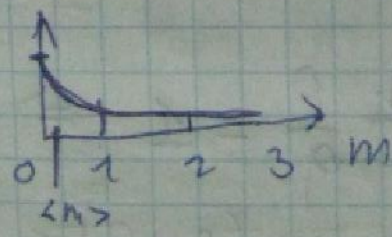
примеры

1) на 1000 монет 1 фальшивая.
 $P(1000, 0) = ?$ (в 100 монетах нет фальшив.)

$n = 1000 \gg 1$
 $\langle n \rangle = np = 1000 \cdot \frac{1}{1000} = 1 < 10 = \text{const}$

$$P(m) = \frac{(0,1)^m}{m!} e^{-0,1}$$

$$P(0) = \dots, P(1) = \dots$$



- $P(0) = 0,9$
- $P(1) = 0,09$
- $P(2) = 0,005$
- $P(3) = 0,00015$

2) 1 см³ воздуха

$$P(1 \text{ см}^3, 0) = ?$$

$$p = \frac{\Delta V}{V} \ll 1$$

вероятно 1 см³ пустой.

Y026

P

⑤ Задача. Найти максимум функции при заданных условиях.

$$\text{и.п. } P(n, m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m} \quad - \text{ функция}$$
$$\ln P(n, m) = \ln n! - \ln m! - \ln(n-m)! + m \ln p + (n-m) \ln q.$$

формула Стирлинга:

$$n! \approx \left(\frac{n}{e}\right)^n \Rightarrow \ln n! \approx n \ln n - n$$

найти max:

$$\frac{\partial \ln m!}{\partial m} = \frac{\partial (m \ln m - m)}{\partial m} = \ln m + \frac{m}{m} - 1 = \ln m$$

$$0 = \frac{\partial \ln P}{\partial m} = -\ln m + \ln(n-m) + \ln p - \ln q = 0$$

$$\frac{n-m}{m} \frac{p}{q} = 1 \Rightarrow (n-m)p = mq \Rightarrow$$

$$np = m(p+q) = m \cdot \underbrace{(p+q)}_1$$

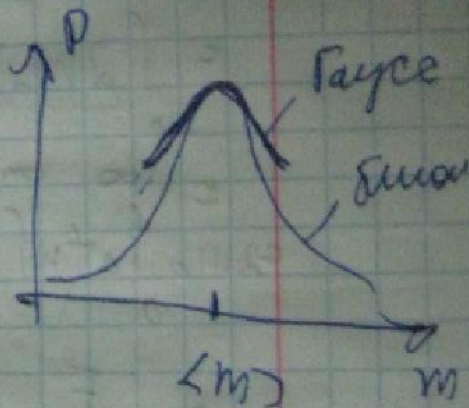
$$m < n > = np.$$

разложим в ряд Тейлора около $\langle m \rangle$

$$\ln p = \ln P_H + \left. \frac{\partial \ln p}{\partial m} \right|_H (m - \langle m \rangle) + \frac{1}{2!} \left. \frac{\partial^2 \ln p}{\partial m^2} \right|_H (m - \langle m \rangle)^2 + \dots = 0$$

$$\frac{\partial^2 \ln p}{\partial m^2} = -\frac{1}{m} + \frac{1}{h-m} = \frac{h-m}{m(h-m)} = -\frac{1}{npq}$$

$$\ln p = \ln P_{HB} - \frac{(m - \langle m \rangle)^2}{2npq} = \sigma^2$$



$$P = P_{HB} e^{-\frac{(m - \langle m \rangle)^2}{2\sigma^2}}$$

нормировка:

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(m) dm = \int_{-\infty}^{\infty} P_{HB} e^{-x^2} dx = P_{HB} \sqrt{2\pi\sigma^2} = 1$$

$$P_{HB} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{a}} dx = \frac{1}{2} \sqrt{\pi a}$$

итак)

$$P(n, m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(m - \langle m \rangle)^2}{2\sigma^2}}$$



+ ⑥ ади. упр. е. МКТ раяоб.
 упр. е. квантупона-механика

ле 18

$$N = nV = nS v_x \Delta t; \quad dN = \frac{dn S v_x \Delta t}{v_x}$$

$$\Delta p_0 = 2m_0 v_x$$

$$F_{\Delta t} = \Delta p = \int_0^{\infty} \frac{\Delta p_0^{(v_x)} dN}{v_x}$$

$$= \int_0^{\infty} \frac{2m_0 v_x}{v_x} \frac{S v_x \Delta t}{v_x} dv_x = \int_0^{\infty} 2m_0 v_x^2 S \Delta t \cdot \underbrace{nf(v_x) dv_x}_{dn} =$$

$$2m_0 S \Delta t n \int_0^{\infty} v_x^2 f(v_x) dv_x =$$

$$P = \frac{F}{S} = 2m_0 n \int_0^{\infty} v_x^2 f(v_x) dv_x = m_0 n \int_{-\infty}^{\infty} v_x^2 f(v_x) dv_x$$

$$= m_0 n \overline{v_x^2} = \frac{1}{3} m_0 n \overline{v^2} \quad \text{используем}$$

$$\epsilon = \frac{m_0 v^2}{2} \Rightarrow \overline{v^2} = \frac{2\epsilon}{m_0}$$

$$\left(\begin{aligned} \epsilon &= \frac{m v^2}{2} \\ \epsilon &= \frac{3}{2} kT \end{aligned} \right)$$

$$\left| \begin{aligned} v^2 &= v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \\ \overline{v^2} &= \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}, \quad \overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2} \end{aligned} \right|$$

$$\text{или } \boxed{P = \frac{1}{3} m_0 n \overline{v^2} = \frac{2}{3} n \epsilon.}$$

$$\epsilon = \frac{3}{2} kT \Rightarrow$$

$$\boxed{p = nkT}$$

основная формула МКТ

$$p = \frac{N}{V} kT = \frac{\nu N_A}{V} kT; \quad pV = \nu \underline{N_A kT} = \nu RT$$

$$\boxed{pV = \nu RT}$$

- универсальная газовая константа

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

$$R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} - \text{табличное значение}$$

$$\int dx \, dW =$$

$$\int (v_x) dv_x$$

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)$$

$$= \frac{2}{3} \overline{v^2}$$

C 26
+ M 99

+ ② понятие равновесного со-
и температур. Термомет-
рическое тело и термометр
вещица. Эмпирические
шкалы температур. Газовый-тер-
мометр. Идеально-газовая
шкала температур.

Температура - характеристика
напряженности тела. Характер равновесного
состояния системы.

Инициалы
T.G.

→ Со временем два тела рав-
ноценности придут в со-
стояние равновесия (благодаря теплообмену)

- прекращение обмена энергией.

Температуры выравниваются.

Прекращаются макроскопические процессы.

Термометрическое тело, приводя-
щее в контакт с телом-образцом,
температуру и-расс измеряют.

- термометры величина - физ. велич.
- контактная индукционная термометр.
- жидкост. термометр: объём
- термометр сопротивления: сопротивление
- термопары: ЭДС.

Измерение температуры как ф-ии термометра величина α

$$T = f(\alpha) \quad T = A\alpha \quad f - \text{всегда линейная. } (f = A \cdot \text{const})$$

зависит с использованием реперных точек (характери температуры: $T_{tr}, T_{fix}, T_{tr}, T_{gr}$)

$f(\alpha)$ для разных термометров. величин α - разнотная ф-я. (совпадают только в реперных точках).

Измерение по одной из величин α - температурное измерение

Газовый термометр
разреженный газ близок к идеальному.

$PV = CT$. - Бойля-Мариотта $V = const$, $T(P) \propto \frac{PV}{C}$
 C - зав. от m и вида газа.



Идеально-газовая шкала температур - шкала по газовой термометрии.

~~$PV = CT$~~
 существует температура нулевая, к которой мы не можем подойти. $T = 0$; $PV = 0$
 абс. нуль.

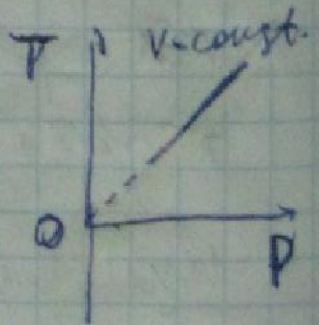
Температура, считаемая от абс. нуля - абсолютная.

зав. зависимости:

$PV = const$ Бойля-М.

$\frac{P}{T} = const$ Шарля $\Rightarrow T = T_0 + \alpha(P - P_0)$

$\frac{V}{T} = const$ Гей-Люссака $\Rightarrow V = V_0 + \alpha'(T - T_0)$



Примеры шкал?

1) Термодинамика шканы (Кельвина)
по одной репер. точке - Ттр. воды (273,16 K)

2) шкана Цельсия
реперные т.: 100°C кипение и 0°C замерз. воды
при норм. атм.

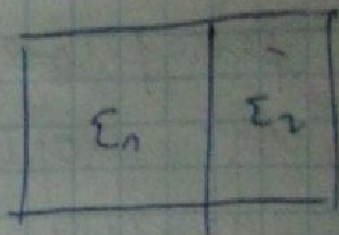
3) идеально газ. шкана.

† (B) Статистический смысл температуры.
 Распределение Гиббса

№ 35

НВС 56

$\Sigma = \Sigma_1 + \Sigma_2$ - замкнутая система



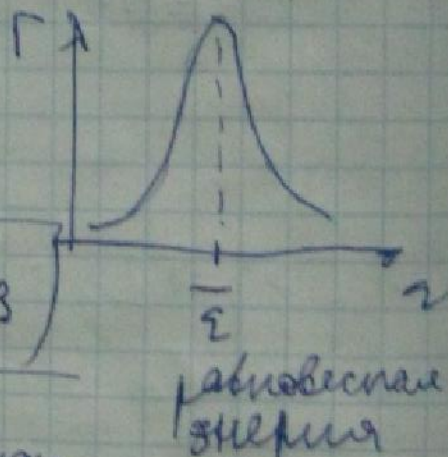
$\Gamma = \Gamma_1(\Sigma_1) \cdot \Gamma_2(\Sigma - \Sigma_1)$ - число доступных состояний.

$\ln \Gamma = \ln \Gamma_1(\Sigma_1) + \ln \Gamma_2(\Sigma_2)$

Пусть система в равновесии (в наиболее вероятном состоянии)

$\frac{d \ln \Gamma}{d \Sigma_1} = 0 = \frac{d \ln \Gamma_1}{d \Sigma_1} + \frac{d \ln \Gamma_2}{d \Sigma_1}$

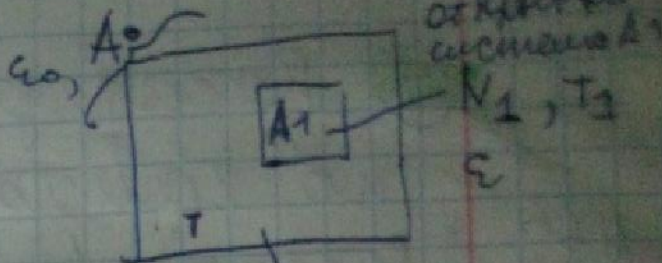
⇒ $\left| \frac{d \ln \Gamma_1}{d \Sigma_1} = - \frac{d \ln \Gamma_2}{d \Sigma_1} \equiv \frac{1}{kT} = \beta \right|$



$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ Больцман

Статистический смысл температуры: относительный скор. роста числа микросостояний с температурой.

определение $P(\epsilon) - ?$
 (ϵ - энергия системы A_1)



A_1 : $\frac{\partial \ln \Gamma}{\partial E_T} = \frac{1}{kT} = \beta$ - для микроскопического состояния большого объема

температура
 $T, N_T, E_T = E_0 - \epsilon$
 $N_T \gg N$
 $T \approx \text{const}$

A_0 A_1
 $P(\epsilon) = \frac{\Gamma_T(\epsilon_0 - \epsilon)}{\Gamma_0} = \frac{\Gamma_T(\epsilon_0 - \epsilon)}{\Gamma_T(\epsilon_0)} \cdot \frac{\Gamma(\epsilon_0)}{\Gamma_0}$

Γ_0 - число состояний системы A_0 с энергией ϵ'

вероятность состояния системы A_1 с энергией ϵ'

$\frac{\Gamma_T(\epsilon' - \epsilon)}{\Gamma_T(\epsilon')} = e^{\ln \frac{\Gamma_T(\epsilon' - \epsilon)}{\Gamma_T(\epsilon')}} = e^{\frac{\ln \Gamma_T(\epsilon_0 - \epsilon) - \ln \Gamma_T(\epsilon_0)}{-\epsilon}}$

$d \ln \Gamma_T(\epsilon_0) = \ln \Gamma_T(\epsilon_0 - \epsilon) - \ln \Gamma_T(\epsilon_0)$

$\frac{\partial \ln \Gamma_T(\epsilon_0)}{\partial \epsilon_0} = \frac{\ln \Gamma_T(\epsilon_0 - \epsilon) - \ln \Gamma_T(\epsilon_0)}{-\epsilon} = \frac{1}{kT}$

$P(\epsilon) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$

распр. Гиббса для A_1

для равновесия с температурой T

+ ⑨ Распределение молекул газ по компонентам скорости.
 М66 Распр. Максвелла. Принцип
 гетерогенного равновесия.

$$\frac{m\overline{V^2}}{2} = \frac{m \langle V^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

$\langle V^2 \rangle = \overline{V^2}$ сред. по времени = сред. по ансамблю.

$$V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 \Rightarrow \langle V^2 \rangle = \langle V_x^2 \rangle + \langle V_y^2 \rangle + \langle V_z^2 \rangle$$

$$\frac{m \langle V_x^2 \rangle}{2} = \frac{m \langle V_y^2 \rangle}{2} = \frac{m \langle V_z^2 \rangle}{2} = \frac{1}{2} kT.$$

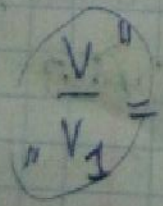
Принцип Максвелла

квантов. мех.

$$h = [B \cdot m \cdot c]$$



$\Delta x \Delta y \Delta z$
 $\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = (2\pi h)^3$
 "объем", элемент фазового пространства



$$d\Gamma = \frac{dx dy dz dp_x dp_y dp_z}{(2\pi h)^3}$$

число состояний элемент фазового пространства

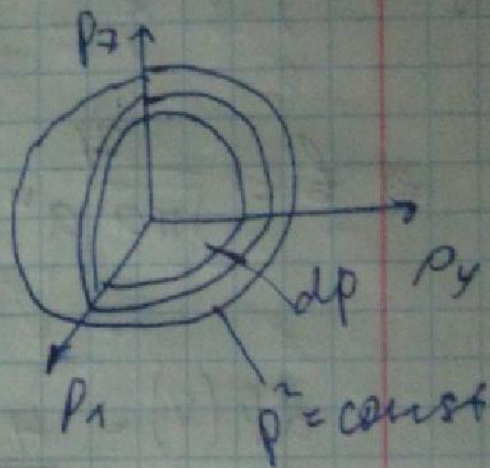
$$\Gamma = \int_V \int_P d\Gamma.$$

$$\iiint_V dx dy dz = V.$$

$$\frac{1}{2} m \vec{v}^2 = \frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + \frac{mv_z^2}{2} = \frac{p_x^2}{2m} + \frac{p_y^2}{2m} + \frac{p_z^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} = \text{const}$$

($p_x = mv_x, \dots$)

$$dp_x dp_y dp_z = 4\pi p^2 dp$$



$$\Rightarrow d\Gamma = \frac{V \cdot 4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{V 4\pi m^3 v^2 dv}{(2\pi\hbar)^3}$$

$$(p = mv \Rightarrow v = \frac{p}{m})$$

$$\text{Исходя } dP(v) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} d\Gamma(v) \Rightarrow$$

$$dP(v) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \frac{V 4\pi m^3}{(2\pi\hbar)^3} \cdot v^2 dv$$

- определяем, что $\int_{-\infty}^{\infty} dP(v, v+dv)$

$$1 = \int_0^{\infty} dP(v) = \frac{V 4\pi m^3}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{Z} \int_0^{\infty} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv =$$

$$= b \int_0^{\infty} v^2 e^{-\frac{v^2}{a}} dv$$

$$b = \frac{4Vm^3\pi}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{Z}$$

$$a = \frac{2kT}{m}$$

$$\int_0^{\infty} x^{2n} e^{-\frac{x^2}{a}} dx = \left(\frac{1}{2} \sqrt{\pi a} \right) \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{5}{2} \dots \frac{2n-1}{2} a^n$$

$$n=1 \quad \int_0^{\infty} v^2 e^{-\frac{v^2}{a}} dv = \left(\frac{1}{2} \sqrt{\pi a} \right) \frac{1}{2} \cdot a^1 = 1 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \int_0^{\infty} v^2 e^{-\frac{v^2}{a}} dv = \frac{4}{\sqrt{\pi a} a} = \frac{4}{\sqrt{\pi \frac{2kT}{m}} \frac{2kT}{m}} \Rightarrow$$

$$dp(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi \frac{2kT}{m}} \frac{2kT}{m}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv =$$

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

Maxwell

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

Maxwell
no
correction

$$\epsilon = \frac{mv^2}{2} \Rightarrow d\epsilon = mv dv \Rightarrow dv = \frac{\epsilon}{mv}$$

$$dp(v) = f(v) dv = \frac{f(\epsilon)}{mv} d\epsilon = f^*$$

$$dp(\epsilon) = f(\epsilon) d\epsilon$$

" $mv dv$

$$f(\epsilon) = 2 \sqrt{\frac{\epsilon}{\pi}} \left(\frac{1}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$$

максимум
по энергии

$$\langle V \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} v f(v) dv = \dots = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$$

$$\langle V^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} v^2 f(v) dv = \frac{3RT}{M} f(v)$$

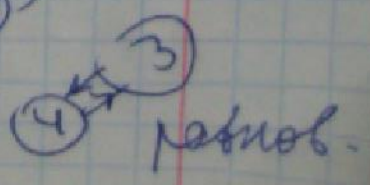
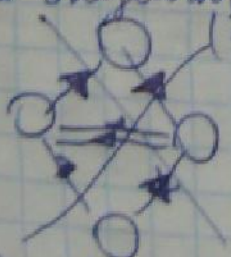
$$\left. \frac{df}{dv} \right|_{\text{max}} = 0 \Rightarrow V_{\text{ub}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}$$



распредел.
он непрерывно
V_{ub} <V> <V²>

$$\langle \epsilon \rangle = \int_0^{\infty} \epsilon f(\epsilon) d\epsilon = \frac{3}{2} kT$$

Принцип гетерогенного равновесия:
равновесие в между любыми парами
элементов объема устанавливается.
(каждый элемент рассел. равно кр-бу элементов)



(3) следовые хаотичности
(1), (2) - следов. упорядочен

равнов.

MSC 467

* Massiv, unidirekt:

$$\int_0^{\infty} e^{-\frac{x^2}{a}} dx = \frac{1}{2} \sqrt{\pi a}$$

$$\int_0^{\infty} x^{2n} e^{-\frac{x^2}{a}} dx = \left(\frac{1}{2} \sqrt{\pi a} \right) \frac{1}{2} \frac{3}{2} \frac{5}{2} \dots \frac{2n-1}{2} a^n$$

$$\int_0^{\infty} x^{2n+1} e^{-\frac{x^2}{a}} dx = \frac{1}{2} n! a^{n+1}$$

10) Распределение Максвелла-Больцмана на как много вил Гиббс

M 28

Гиббс: $P(\epsilon) = \frac{1}{Z} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$

при разе во внешнем поле:

$\epsilon = \frac{mv^2}{2} + U$

$d\Gamma = \frac{dx dy dz dp_x dp_y dp_z}{(2\pi\hbar)^3}$

- число состо-
яний в ϵ -те
градуса своб
(микромаршрут
молек)

$dP(v_x, v_y, v_z)$ - Максвелл

$dP(v_x, v_y, v_z, p_x, p_y, p_z) = \frac{A}{(2\pi\hbar)^3} e^{-\frac{\frac{mv^2}{2} + U}{kT}}$

$dx dy dz dp_x dp_y dp_z$

или $dP(x, y, z, p_x, p_y, p_z) = \underbrace{dP_1(x, y, z)}_{\text{Болцман}} \cdot \underbrace{dP_2(p_x, p_y, p_z)}_{\text{Максвелл}}$

$\left(\begin{aligned} dP(x, y, z) &= A_1 e^{-\frac{U(x, y, z)}{kT}} dx dy dz && \text{Болцман} \\ dP_2(p_x, p_y, p_z) &= A_2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dp_x dp_y dp_z && \text{Максвелл} \end{aligned} \right)$

$A_1, A_2 \leftarrow$ нормировка

Самые общие формулы

$$d\varphi(x, y, z) = A_1 e^{-\frac{u(x, y, z)}{kT}} dx dy dz$$

$$dN(x, y, z) = n \cdot d\varphi(x, y, z) = n A_1 e^{-\frac{u(x, y, z)}{kT}} dx dy dz$$

n - константа
 Точка
 координат
 V

нормировка:

$$N = \int_V dN = A_1 n \int_V e^{-\frac{u(x, y, z)}{kT}} dx dy dz \Rightarrow$$

$$\frac{1}{A_1} = \int_V e^{-\frac{u(x, y, z)}{kT}} dx dy dz$$

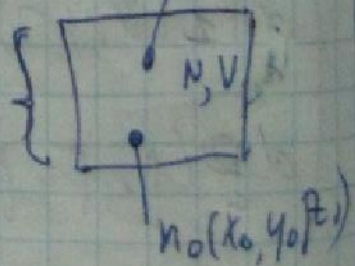
$$\left. \begin{aligned} \frac{u(x, y, z)}{n} &= A_1 e^{-\frac{u(x, y, z)}{kT}} \\ \frac{N_0(x_0, y_0, z_0)}{n} &= A_1 e^{-\frac{u_0(x_0, y_0, z_0)}{kT}} \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$N(x, y, z) = N_0 A e^{-\frac{u - u_0}{kT}}$$

$n(x, y, z)$

Утан, Максвелл-Борнман?

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



+ (11) уг. раз со всем. попереч.
 none, распредел. функции.
 Ansatz перпен. барометрич. ф. для

см. распр. функции в (10).

M78

$$dP(x, y, z) = A e^{-\frac{u(x, y, z)}{kT}} dx dy dz.$$

$$p = nkT.$$

$$\text{высот } T(h) = \text{const.}$$

$$k = \frac{kT}{m_0 g} \quad \text{— габр. в е. разности}$$

$$P(h) = p_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}}$$

барометрич.
формула

C296

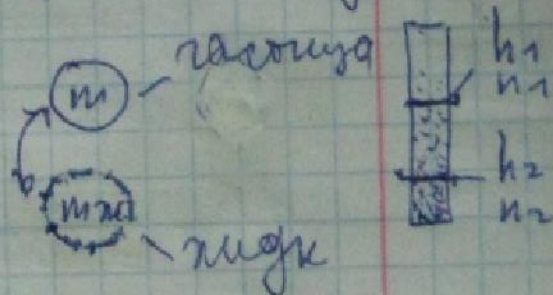
Ansatz перпен. — расстояния в жидкости

$$\Sigma \pm (m - m_m) g h$$

$$k = k_0 e^{-\frac{(m - m_m) g h}{kT}} \Rightarrow$$

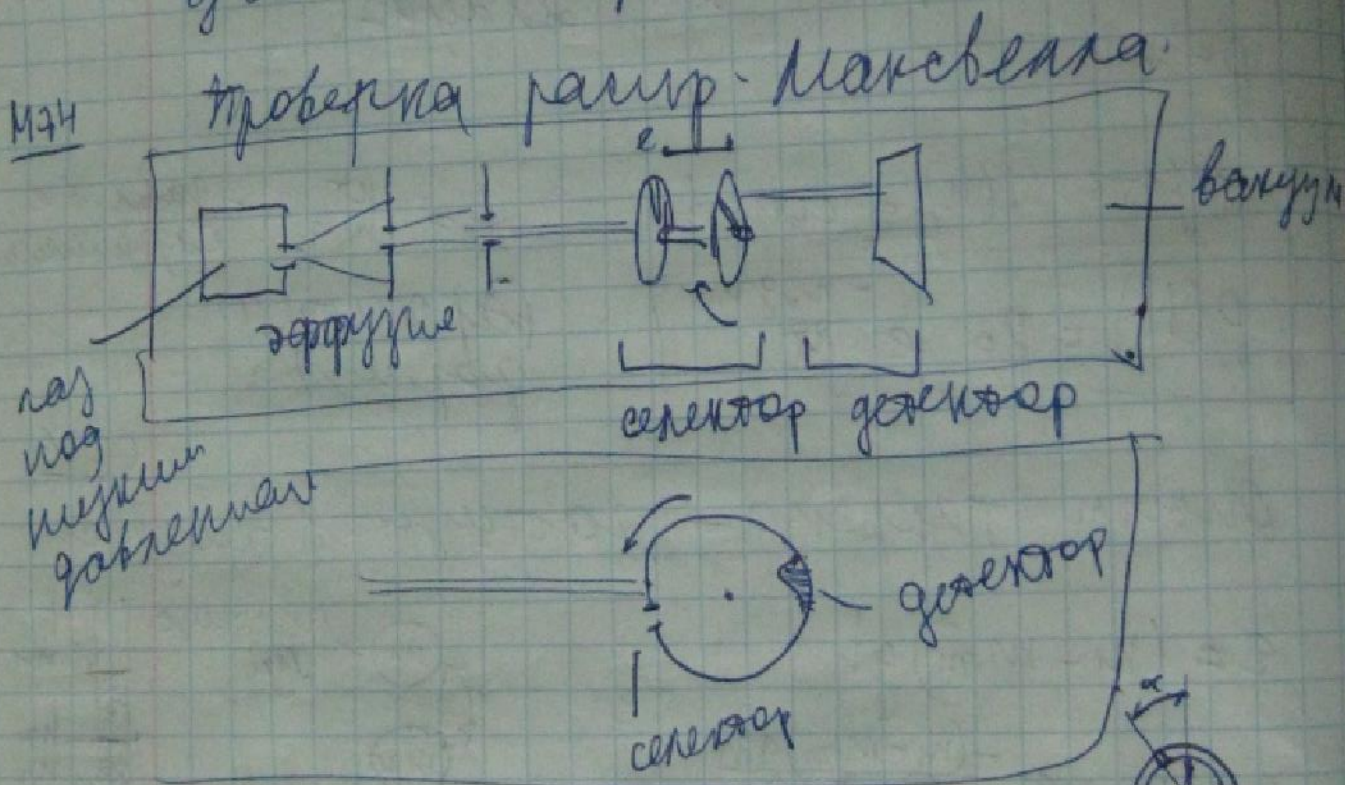
$$k = \frac{(m - m_m) (h_2 - h_1) g}{T \ln \frac{n_1}{n_2}}$$

n



+ 12. Из опыта, подтверждая кинематический закон Манвелла и формула Боумена.

Опыт Террера доказал эквивалентность кинематическому закону Боумена.



$$l = V \Delta t = V \frac{\alpha + 2\pi h}{\omega} \Rightarrow$$

$$V = \frac{l \omega}{\alpha + 2\pi h}$$

в поле тяжести

13. Столкновения молекул в газе
 Длина своб. пробега. Частота
 соударений. Газовый
 диаметр молекул.

$$v_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \approx 500 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

ω м-ра столкнов. дифф. в глгах и стре-
 мительная (распростр запахов).

Модель тврд. шаров. (между столк-
 нованиями - равномерной раб-
 ительно, столкнов. абс. упругие).

К095
M359

Вероятность столкновения.

$$\frac{dP_{\text{ст}}}{dt} = \text{const} \equiv \frac{1}{\tau}$$

- вероятность столк-
 нования за
 время dt

$N(t)$ - число нестолкнутых молекул к
 времени t .

$$dN(t) = N(t+dt) - N(t) = -N(t) dP_{\text{ст}} = -N(t) \frac{dt}{\tau}$$

$$\int_{N_0}^N \frac{dN(t)}{N(t)} = - \int_0^t \frac{dt}{\tau}; \quad \ln \frac{N}{N_0} = - \frac{t}{\tau} \Rightarrow$$

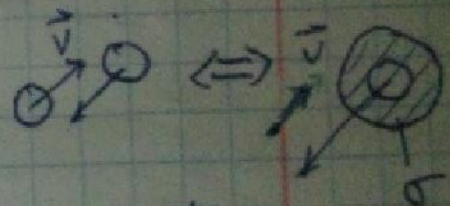
гипотеза свобод. пробега $\langle l \rangle$
 равна длине свободного пробега λ

$$\langle l \rangle = \langle v \rangle \langle \tau \rangle$$

$\langle \tau \rangle$ - время свобод. проб.

$$z = \frac{1}{\tau} = \nu = \frac{N}{\Delta t} = \frac{n_0 V}{\Delta t} = \frac{n_0 \sigma \Delta l}{\Delta t} = \frac{n_0 \sigma \langle v \tau \rangle \Delta t}{\Delta t}$$

$$\langle l \rangle = \frac{\langle v \rangle}{n_0 \sigma \langle v \tau \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2} n_0 \sigma}$$



$$\frac{\langle v \rangle}{\langle v \tau \rangle} = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{вектор:}$$

$$\vec{v} \tau \approx \vec{v} - \vec{v}' \quad \approx 0$$

$$\langle v \tau^2 \rangle = \langle v'^2 \rangle - 2 \langle v v' \rangle + \langle v^2 \rangle$$

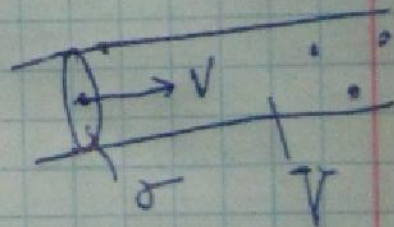
$$\langle v \tau^2 \rangle = \langle v'^2 \rangle + \langle v^2 \rangle = 2 \langle v^2 \rangle$$

$$v \tau = \sqrt{2} \langle v \rangle$$

для молекул
 одинак. диаметра

равна длине свободного пробега.

$$z = \sqrt{2} n_0 \sigma v$$



$$\Delta x = \frac{1}{\sqrt{n} \sigma}$$

$$z = \sqrt{n} \sigma \bar{v}$$

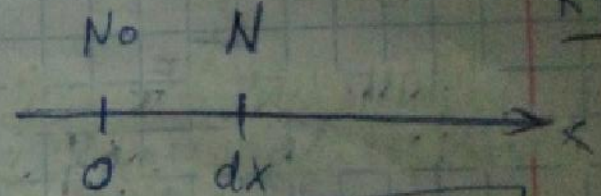
причем при
определении
среднего значения
используется

5.

14) Рассеяние молекулярных пучков
 в газе. Определение длины своб.
 пробега молекул в опытах по рас-
 саянию пучков.

K142

$$N = N_0 + dN \quad (dN < 0)$$



$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_0^x \frac{dx}{\lambda} ; \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\frac{x}{\lambda} ; \quad N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

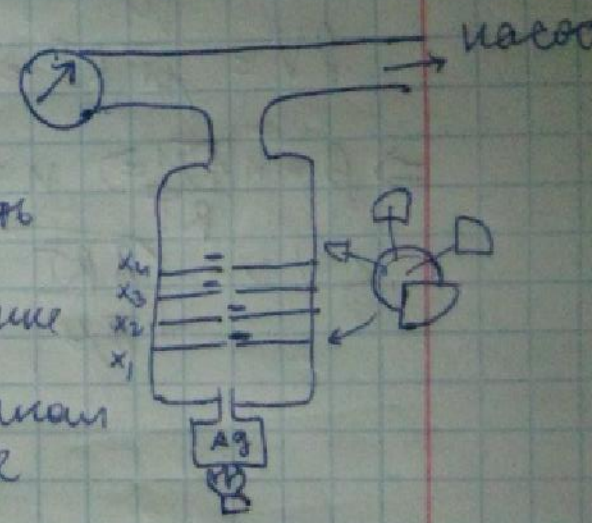
$\frac{1}{\lambda}$ - коэффициент рассеяния.

эксперимент
 Борн, Борман

$$D_1 = D_0 e^{-\frac{x_1}{\lambda}}$$

$$D_2 = D_0 e^{-\frac{x_2}{\lambda}}$$

D - толщина осадка на пластине
 D_0 - при полном вакууме



$$\frac{D_1}{D_2} = e^{\frac{x_2 - x_1}{\lambda}} \Rightarrow$$

$$\lambda = \frac{x_2 - x_1}{\ln \frac{D_1}{D_2}}$$

15) Молекуляр-кинетик. кар-ки
ваздуха при и.у.

и.у: $p = 10^5 \text{ Па}$, $T = 300 \text{ К}$

состав.

$N_2 - 79\%$ 28 г/моль

$O_2 - 21\%$ 32 г/моль

ост. - 1%

$\mu = 29 \frac{\text{г}}{\text{моль}}$

$i = 5$

$C_p = \frac{i}{2} R = 20,8 \frac{\text{Дж}}{\text{К моль}}$

$C_p = \frac{1+2}{2} R = 29 \frac{\text{Дж}}{\text{К моль}}$ [13]

в целом - 2 атома. $i = 5$

$\rho = \frac{pM}{RT} = 1,16 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ [12]

$pV = \frac{m}{M} RT \Rightarrow p = \frac{\rho M}{RT}$

$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1,39$ [14]

$p = nRT \Rightarrow n = \frac{p}{RT}$

$n = 2,4 \cdot 10^{25} \frac{1}{\text{м}^3}$

$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{\pi M}}$

$\langle v \rangle = 468 \frac{\text{м}}{\text{с}}$

16) Т. о. равномерном распределении энергии по степеням свободы примера применения

на все степени свободы системы
каждой из них прилагается энергия,
равная $\frac{1}{2}kT$.

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + \frac{mv_z^2}{2} = \frac{3}{2}kT \Rightarrow$$

$$\frac{mv_x^2}{2} = \frac{mv_y^2}{2} = \frac{mv_z^2}{2} = \frac{1}{2}kT$$

упр. в гл. 10. Браун движение

0x: $m\ddot{x} = -b\dot{x} + F_x$

m - масса
 F_x - сила случайного удара
 $b\dot{x}$ - сила сопротивления

$$(\dot{x}^2)' = \frac{d}{dt} \dot{x}^2 = 2\dot{x}\ddot{x}$$

$$(\dot{x}^2)'' = \frac{d^2}{dt^2} \dot{x}^2 = \frac{d}{dt} (2\dot{x}\ddot{x}) = 2(\dot{x})'' + 2\dot{x}\ddot{x}$$

$$m\dot{x}\ddot{x} = -b\dot{x}^2 + F_x\dot{x}; \quad \frac{m}{2}(\dot{x}^2)'' - (\dot{x})''^2 = -\frac{b}{2}(\dot{x}^2)' + F_x\dot{x}$$

усредним по ансамблю (переставим в группу по времени)

$$\frac{m}{2} \langle (\dot{x}^2)'' \rangle - \langle (\dot{x})''^2 \rangle = -\frac{b}{2} \langle (\dot{x}^2)' \rangle + \langle F_x \dot{x} \rangle$$

$$\langle \dot{x}^2 \rangle = \langle \dot{y}^2 \rangle = \langle \dot{z}^2 \rangle = \frac{\langle v^2 \rangle}{3} \Rightarrow \quad \parallel \quad 0$$

$$\langle \dot{x}^2 \rangle = \frac{\alpha t}{3}$$

$$\langle (\dot{x}^2)' \rangle = \frac{\alpha}{3}$$

$$\frac{m\alpha^2}{2} = \frac{1}{2} kT$$

$$\langle (\dot{x}^2)'' \rangle = 0$$

$$\langle (\dot{x})''^2 \rangle = kT$$

$$1. \langle m(\dot{x}')^2 \rangle = \frac{b\alpha}{2 \cdot 3} = \frac{\alpha b}{6} = kT \Rightarrow \alpha = \frac{6kT}{b}$$

$$\boxed{\langle v^2 \rangle = \frac{6kT}{b}}$$

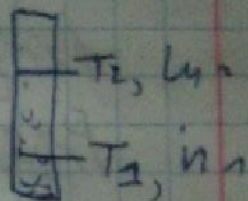
ρ -на симметрична.

7) (18) Альфонс Перрен по определению
числа Авогадро.

$$v = v_0 e^{-\frac{(m-m_0)gh}{kT}} \quad \text{— Больцман.}$$

0295

$$k = \frac{(m-m_0)(h_2-h_1)}{T \ln \frac{n_1}{n_2}}$$



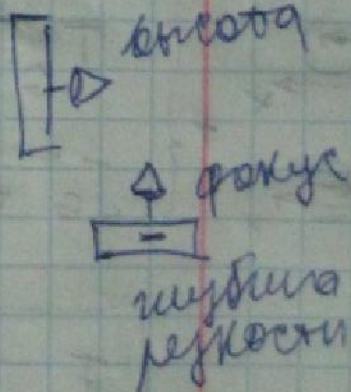
$$R = kNa \Rightarrow Na = \frac{R}{k}$$

Частицы — макромолекулы в жидкости
меньше большей плотности.

Получен: газопыль расширяем и
растворением спиртом

получен одинаковые центрифугой.

Размер частиц — способан
редко 10^{-6} м



1) диффузия $G = \frac{\eta}{n_0} = [-]$

$$I_n = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle \frac{\partial n}{\partial x} = -D \frac{\partial n}{\partial x} \quad \left[\frac{1}{m^2 s} \right]$$

$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle = \left[\frac{m^2}{s} \right]$ коэфф. самодиффузии
уравнения Фика.

2) вязкость $G = \eta = \left[\frac{m \cdot m}{c} \right]$

$$I_{\eta} = f_{\tau} = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle \langle l \rangle m_0 \frac{\partial y}{\partial x} = -\eta \frac{\partial y}{\partial x} \quad \left[\frac{H}{m^2} \right] \left[Pa \right]$$

$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle = [Pa \cdot c]$ - коэфф. вязкости
уравнение Ньютона

$$\left(\eta_k = \frac{\eta}{\rho} = \left[\frac{m^2}{s} \right] \right. \text{ кинематическая вязкость}$$

3) теплопроводность $G_Q = \frac{1}{2} kT = [Вт/м]$

$$I_Q = q = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle \langle l \rangle \frac{1}{2} k \frac{\partial T}{\partial x} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \quad \left[\frac{Вт}{m^2 c} \right]$$

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle C_v = \left[\frac{Вт}{mK} \right]$$

закон Фурье

$$C_v = \left[\frac{Вт}{mK} \right]$$

$$n_0 \frac{1}{2} k = n_0 \frac{1}{2} \frac{k Na}{m_0 Na} m_0 = \frac{1}{2} \frac{R}{\mu} \rho = C_v \rho$$

обы: $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$; $\langle l \rangle \sim \frac{1}{\Omega n_0 \sigma}$; $\langle l \rangle \sim \frac{1}{\rho}$; $\langle l \rangle \sim \frac{T}{\rho c v_{rms}}$

+ 20 два переноса в газе.

С366 через коэфф. переноса с молек-
кинетическ. хар. каки газы.

медленн • $\lambda(p) = \text{const}$, $(\lambda = \frac{1}{3} p v l c)$
 мн $v(p) = \text{const}$, $l p = m_0 h_0 \frac{1}{\sqrt{2} n_0 \sigma} = \frac{m_0}{\sqrt{2} \sigma}$
 $l p(p) = \text{const}$.

быстр • $\gamma(p) = \text{const}$, $\gamma \sim \sqrt{T}$ $(\gamma = \frac{1}{3} p v l)$
 мн $v \sim \sqrt{T}$

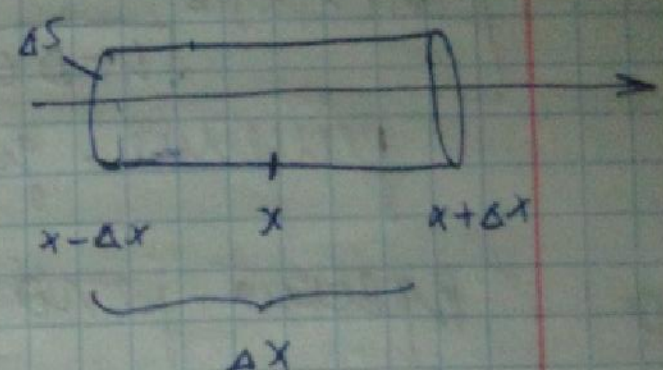
густоты • $D \sim \frac{1}{p}$ $(p = \text{const})$ $(D = \frac{1}{3} v l)$
 $D \sim T^{\frac{3}{2}}$ $(p = \text{const})$

мн $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$, $l \sim T$
 $(p = \text{const}) \Rightarrow T \uparrow \wedge v \uparrow \Rightarrow l \uparrow$

+ 19 ~~Периодическое движение поперечных~~
~~составляющих маневра.~~
 времени перемещения

M326
 K0 113

$$\Delta V = \Delta S \Delta x$$



$$I = D \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$\Delta N = \left[I \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) - I \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right] \Delta S \Delta t$$

$$\begin{matrix} \parallel & \parallel \\ I(x) + \frac{\Delta x}{2} \frac{\partial I}{\partial x} & I(x) - \frac{\Delta x}{2} \frac{\partial I}{\partial x} \end{matrix}$$

$$\Delta N = - \frac{\partial I}{\partial x} \Delta x \Delta S \Delta t \quad ; \quad \frac{\Delta N}{\Delta V \Delta t} = - \frac{\partial I}{\partial x}$$

$$\lim_{\substack{\Delta V \rightarrow 0 \\ \Delta t \rightarrow 0}} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial n}{\partial x} \right) = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

∇ - Габля ($\Delta = \nabla^2$)
 Δ - лапласа

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad ; \quad \frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n$$

поперечный разрыв

$$\frac{\partial I}{\partial t} = D \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} \quad D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle l \rangle$$

мембранное

с учетом:

$n(x, t) = n(x) \quad t = 0$ начальные условия

$n(x, t) = n(t) \quad x = 0, x = l$ граничные условия

$$n(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}}$$

решение групп уравнения.

Время релаксации

$$\langle I_n \rangle = D \frac{\Delta n}{L}$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} \sim \frac{\Delta n}{L}$$

$$dN = d(V \Delta n) = - \langle I_n \rangle S dt$$

- изменение количества
в объеме

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -D \frac{\Delta n}{LV} S = -\frac{DS}{LV} (\Delta n)$$

Δn - отклонение
концентрации
от средней.

решение:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{SD}{VL} t}$$

$$\tau = \frac{VL}{SD}$$

- время релаксации

ко 167 + $T \Delta$ нормальная
Состоятельная таблица.

+M 196

$P, V, T, S.$

$$\begin{cases} Tds = du + pdv \\ pV = \nu RT \text{ упр. 1000.} \end{cases}$$

Мнеперу
 2 упр. 9 \Rightarrow 2 неяс.

U

$$1) \boxed{du = Tds - pdv}$$

$$(\delta A)_s = -du_s$$

$$U(S, V)$$

внеш. энергия

$$2) \underline{Tds + Vdp = du + pdv + Vdp = d(U + pV) \equiv dH}$$

энthalпия

H

$$(dH)_p = du + pdv = (Tds)_p = (\delta Q)_p = C_p dt \Rightarrow$$

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{Tds}{\partial T} \right)_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p$$

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

$$3) du - Tds = -pdv.$$

$$du - Tds - Sdt = -pdv - Sdt = ~~du - TS~~$$

F

$$\boxed{d(U - TS) \equiv dF = -pdv - Sdt}$$

свободная энергия

$$4) du - Tds + pdv = 0$$

$$\boxed{d(u - TS + pV) = -Sdt + Vdp = dG}$$

notenyevan, T u d S ca

$$1) du = Tds - pdv = \left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v ds + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s dv \quad \text{шупор}$$

$$2) dh = Tds + vdp = \left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p ds + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_s dp \quad \text{штeаon}$$

$$3) df = -pdv - Sdt = \left(\frac{\partial f}{\partial v}\right)_T dv + \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_v dT \quad \text{сводог ш.}$$

$$4) dg = vdp - Sdt = \left(\frac{\partial g}{\partial p}\right)_T dp - \left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_p dT \quad \text{шудса}$$

Своном математика I норвонка

своном математика II норвонка.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial s}\right)_v = T; \quad \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_s = -p$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p = T; \quad \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_s = v$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial v}\right)_T = -p; \quad \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_v = -S$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial S}{\partial v}\right)_T$$

$$\left(\frac{\partial g}{\partial p}\right)_T = v; \quad \left(\frac{\partial g}{\partial T}\right)_p = -S$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T$$

коэффициент

$$\alpha_p = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

> 0
 < 0

объем. теплов. расширение

$$\beta = \chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$$

> 0

проверки стискиваем

Т.Д. ф-я (полезная) - ф-я состояния

$$\gamma = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V$$

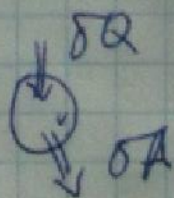
изобарн. завл.

+ (22) ТД. подклад и эмиссия
 молекуляр. эвентий. Понятие
 ТД равновесия. Квазиравно-
 сие.

М119
ле 26 ТД подклад - ирревер-
 сибельные макропара-
 метры на основе общих законов,
 без учета микрокинетических меха-
 низмов.

3 правила:

- 1 зак. сохр: $\delta Q = dU + \delta A$.
- 2 направление - от горяч. к холод. (2Ф-ки)
- 3 недостижимость ОК.



общее понятие ТД: любая ирревер-
 сибельная система переходит в состояние наи-
 более равновесия

Теплов. равновесие:

- 1) макропараметры не зав. от времени
- 2) отсутствие потерь любого рода

Муравейное царство Δ (транзитивность
равновесия)
 $A \sim B, B \sim C \Rightarrow A \sim C$

Кравновесной процесс - процесс,
при к-ром нарушается состояние
пу. биомит по объёму (T, P).

(транзит. состояние это процесса
неравновесно)

Равновесной - при к-ром система
проходит через последовательность равно-
весных состояний. (Бесконечно мед-
ленный процесс - квазистатический)

Обратимый - для к-рого возможно
обратное переклад из конечн. состо-
в. пог. через те же транзит. состояния,
что и в прямом.

Равновесной \Rightarrow обратимый
неравновесной \Rightarrow необратимый

123) I карано ТД. Ево применених
и процесам в уг. стањ
(изотер, изохор, изобар, адиаб.)

M135

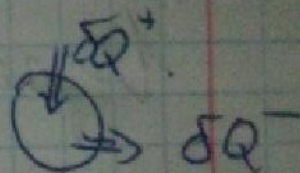
радна

$$\delta A = F dx = p S dx = p dV$$

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

менова

δQ



внутр. енерги

du

$$\oint du = 0; \quad \oint \delta A = \oint \delta Q$$

$$\boxed{\delta Q = du + \delta A}$$

I карано ТД,
за к сооп. енерги.

менова и коэф

$$C = \frac{\delta Q}{dt}; \quad C_v = \left(\frac{\delta Q}{dt} \right)_v = \left(\frac{du}{dt} \right)_v; \quad C_p = \left(\frac{\delta Q}{dt} \right)_p$$

упр. мана. ($v = \text{const}$)

$$C_p = \left(\frac{\delta Q}{dt} \right)_p = \left(\frac{du + p dV}{dt} \right)_p = \left(\frac{du}{dt} \right)_p + \left(\frac{p dV}{dt} \right)_p$$

$p = \text{const}$: $pV = RT$; $p dV = R dt$; $du = \frac{R dt}{p}$

$$\left(\frac{du}{dt} \right)_p + \left(\frac{du}{dt} \right)_v = C_v \quad (\text{на } u = u(T))$$

$$\boxed{C_p = C_v + R} \quad \text{манер}$$

$$C_v = \frac{\delta Q}{dt} = \frac{dE}{dt} = \frac{N_g \cdot \frac{i}{2} k dt}{dt} = \frac{i}{2} R \quad - \text{gas mono}$$

$$\boxed{C_v = \frac{i}{2} R}$$

$$\boxed{C_p = \frac{i+2}{2} R}$$

Условия процесса

1) изобарический $p = \text{const.}$

при $V \uparrow$ увеличивается $T \uparrow$

$$A = \int_1^2 p dV = p(V_2 - V_1)$$

$$\delta Q = dU + p dV$$

$$pV = RT \Rightarrow$$

$$T = \frac{pV}{R}$$

2) изохорический $V = \text{const.}$

$$A = \int_1^2 p dV = 0$$

3) изотермический $T = \text{const.}$

$$A = \int_1^2 p dV = RT \int_1^2 \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$pV = RT \Rightarrow$$

$$p = \frac{RT}{V}$$

Adiabatic process $\delta Q = 0$.

$$\delta Q = 0 \Rightarrow dU = -pdV.$$

$$p = \frac{RT}{V}$$

$$C_V dt + p dV = 0$$

$$C_V dt = - \frac{RT dV}{V}$$

$$C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dt}{T} = -R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}; \quad C_V \ln \frac{T_2}{T_1} = -R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$\frac{T_2^{C_V}}{T_1^{C_V}} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{-R} \quad ; \quad \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{C_V}{R}} \left(\frac{V_2}{V_1}\right) = 1$$

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

$$\frac{T_2}{T_1} \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\frac{R}{C_V}} = 1$$

$$TV^{\gamma-1} = \text{const.}$$

$$pV^{\gamma} = \text{const.}$$

$$T^{\gamma} p^{1-\gamma} = \text{const.}$$

yp. e
adab.

Process: $p_1 V_1^{\gamma} = p V^{\gamma} \Rightarrow p = \frac{p_1 V_1^{\gamma}}{V^{\gamma}}$

$$A = \int_1^2 p dV = p_1 V_1^{\gamma} \int_1^2 \frac{dV}{V^{\gamma}} = \frac{p_1 V_1^{\gamma}}{\gamma-1} \left(V_2^{-\gamma+1} - V_1^{-\gamma+1} \right) =$$

$$= \frac{RT_1}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \right]$$

$$\text{use } \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} = \frac{T_2}{T_1}, \text{ mo3}$$

$$A = \frac{R(T_1 - T_2)}{\gamma-1}$$

24) Формула излучения ТД-и его следствие
 метод максимального охлаждения

№49

энтропия

$$dS = \frac{\delta Q}{T}; \quad S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$$

III из ТД (теорема Нернста Планка):
 при $T \rightarrow 0$ $S \rightarrow S_0 = \text{const}$, к-рая
 не зав. от объема и непрерывна

Поэтому $S_0(T=0) \equiv 0$.



М. Макс: $S_0 = k \ln \Gamma = 0$ ($\Gamma = 1$)

Следствия:

1) $C = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{T dS}{dT} \rightarrow 0$ ($T \rightarrow 0$)

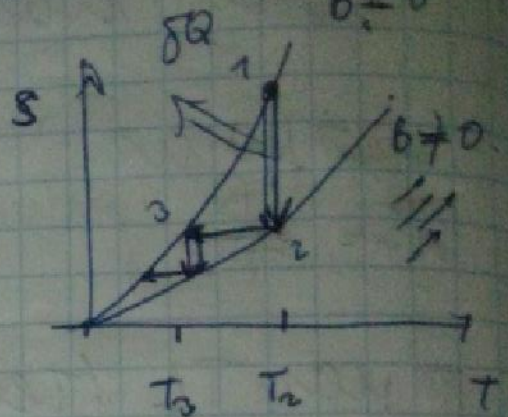
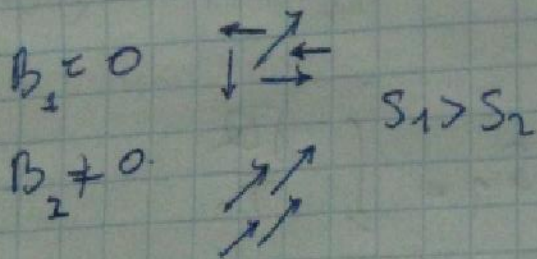
2) $\left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \rightarrow 0$

$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \rightarrow 0$ объем не увеличивается

3) $\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T = \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \rightarrow 0$

$\beta = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \rightarrow 0$ давление не растет

Метод малых откл.



B - магнитный момент
 (взаимодействие парамагнетиков с полем или магнитом)
 метод Дебая.

1-2 изотермическое
 уменьшение внеш. поля

$$\delta Q < 0 \Rightarrow \Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} < 0 \Rightarrow S \downarrow$$

$T = \text{const}$,
или процесс
с перемещением
среды.

2-3 адиабатическое размагничивание

$$\delta Q = 0 \Rightarrow \Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = 0 \Rightarrow S = \text{const}$$

$T \downarrow$

2-3 (const = S = S_{магнетон} + S_{решетки})

(меньшее
 уменьшение
 энтропии)

охлажд.

1-2

$\downarrow S = S_{\text{магнетон}} \rightarrow \downarrow S_{\text{решетки}}$
const (констант) (адиабатическое)

25

вязкость, теплопровод и диффузия

в жидкостях и тв. телах
энергия активации.

М383

1) Перенос в тв. телах.

а) диффузия

механизмы:

- 1 переход атома в вакант. полость
- 2 при отрыве вакансии - между узлами
- 3 обмен атомов

$$J_n = -D \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$D = \frac{\langle v \rangle \langle d \rangle}{\tau} = \frac{\langle d \rangle^2}{6\tau}$$

эф.е
Фика

средн
нее
нее
переско



~~переход атома в вакант. полость~~
~~при отрыве вакансии - между узлами~~
 τ - время осевой пути
 G - число шрав. направлений

вакансия $P_B = A_B e^{-\frac{\epsilon_B}{kT}}$

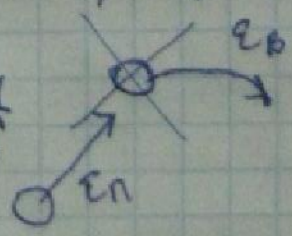
Гиббс. ϵ_B - энергия, покидание
 вероятност образования вакансии.

перескоп $P_n = A_n e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}}$

Гиббс. ϵ_n - необх энергия перескопа
 вероятност перескопа при на-
 шении вакансии рядом места

P_B, P_n незав:

$$P = P_A P_B = A e^{-\frac{\epsilon_n + \epsilon_B}{kT}} = A \cdot e^{-\frac{W}{kT}}$$



W - энергия активации

$$\Rightarrow \left[\begin{array}{l} p \approx \tau \\ D \approx D_0 e^{-\frac{W}{kT}} \end{array} \right]$$

$$D_0 \approx \frac{1}{6} \langle d^2 \rangle A$$

Δ заб. от порога ϕ ба.

2.2) теплопроводность

$$\left[\begin{array}{l} I_q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \\ \lambda \approx \frac{1}{3} p v_{\text{эф}} \langle l_{\phi} \rangle c_v \end{array} \right]$$

$v_{\text{эф}}$ - сред. скорость
 $\frac{c_{\text{своб}}}{T} \langle l_{\phi} \rangle$ - группа свободных
 носителей фонов

так и теплопроводность.

определяется не группами носителей,
 а группами фонов.

!!
 идеальной газ фонов
 (электрон, дырки)

2) Перенос в микротех

2.1) групповые (аналогично) ф. перен.

$$I_{gr} \approx -D \frac{\partial n}{\partial x}, \quad D \approx D_0 e^{-\frac{W}{kT}}$$

$$\sim 10 \frac{9M^2}{c}$$

2.2) микропроводность

($\lambda_{mb} \Rightarrow \lambda_m > \lambda_{ray}$)

теория от. слотина.

$$D \approx \frac{\Delta^2}{6R}$$

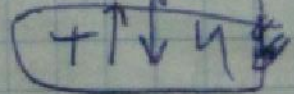
Δ - расстояние на к-ром переносимое

2.3) вязкость.

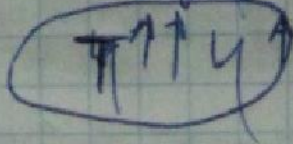
$$\eta \approx A e^{\frac{6}{T}}$$

~~μ~~

микр:



разр



16 Критич. параметры газа
ван-дер-Ваальса. Закон соотв.
состояний.

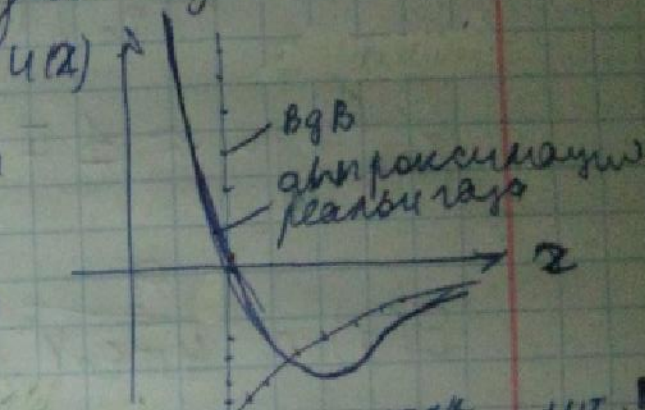
См. предыд. стр. (15)

27) Сила межмолекуляр. взаимодействия
 Потенциал Ленарда-Джонса.
 Физ. причины возникновения
 Тендерсил.

U224

Модель реального газа Ван-дер-Ваальса

газ ВДВ - твердые и жидкие
 части. Сила отталкивания

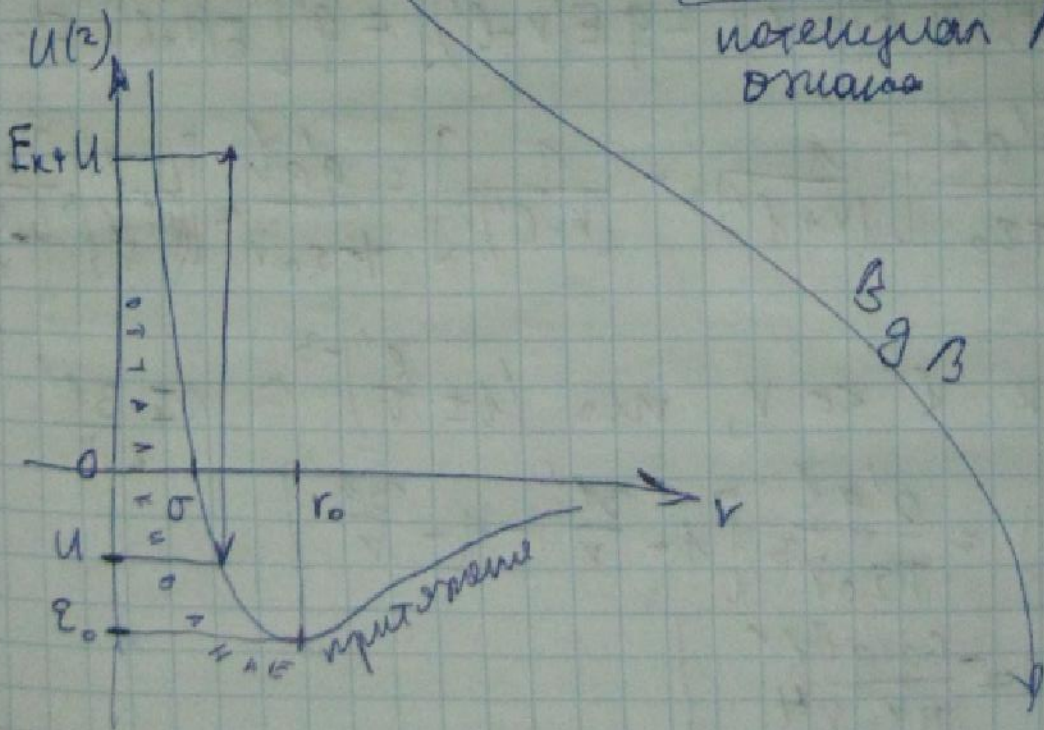


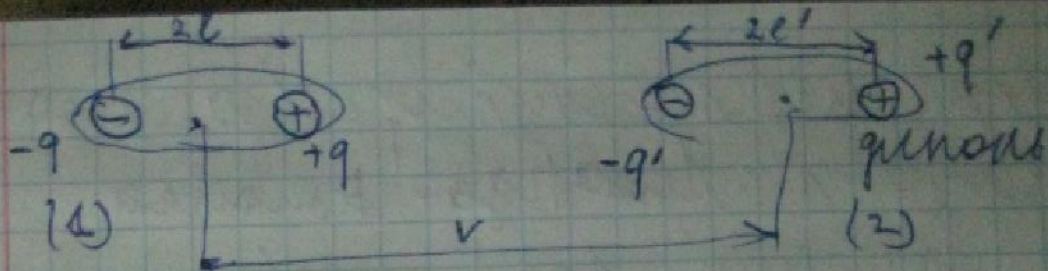
$(\frac{\sigma}{r})^{12}$ - подбор для газа

$(\frac{\sigma}{r})^6$ - расчёт

$$U(r) = 4\epsilon_0 \left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^6 \right]$$

потенциал Ленарда-Джонса
 отталкивание





напряженность поля диполя (1)
на расст. z от его центра:

$$E(z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{q}{(r-l)^2} - \frac{q}{(r+l)^2} \right] = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{l}{r}\right)^2} - \frac{1}{\left(1 + \frac{l}{r}\right)^2} \right]$$

$$\left(1 \pm \frac{l}{r}\right)^{-2} \approx 1 \mp \frac{2l}{r} \pm \dots$$

$$E(z) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left[1 + \frac{2l}{r} - 1 + \frac{2l}{r} \right] = \frac{4ql}{\pi\epsilon_0 r^3}$$

сила этого поля на диполь (2)

$$F(z) = [q' E(r+l') - q' E(r-l')] = q' [E(r+l') - E(r-l')]$$

$$= \frac{q'q}{\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{(r+l')^3} - \frac{1}{(r-l')^3} \right] = \frac{q'q}{\pi\epsilon_0 r^3} \left[\frac{1}{\left(1 + \frac{l'}{r}\right)^3} - \frac{1}{\left(1 - \frac{l'}{r}\right)^3} \right]$$

так $l' \ll r$, но $\left(1 \pm \frac{l'}{r}\right)^{-3} \approx 1 \mp \frac{3l'}{r}$

$$F(z) = \frac{q'q}{\pi\epsilon_0 r^3} \left[1 - \frac{3l'}{r} - 1 - \frac{3l'}{r} \right]$$

$$F(z) = -\frac{6q'q l l'}{\pi\epsilon_0 r^4}$$

полярность стала равна от
напряжённости поля

$$E' \sim E \sim \frac{1}{r^3} \Rightarrow$$

$$F(r) \sim \frac{1}{r^3}$$

$$U(r) \sim \frac{1}{r^2}$$

Киптр поля то влечет поле поля
руженея - нева. гипотезной момент.

$$\vec{p} = q\vec{l}$$

18) Охл. газа при адиабатич.
расширении через джоуль-Томсона
Температура инверсии

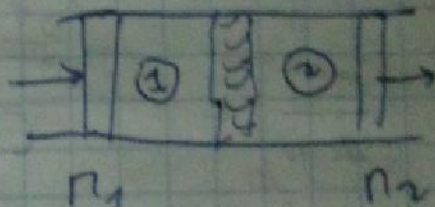
C151

$$\Delta Q = 0 \Rightarrow \Delta H + \Delta A = 0$$

$$U_2 - U_1 + p_2 V_2 - p_1 V_1 = 0$$

$$U_2 + p_2 V_2 = H_2 = H_1 = U_1 + p_1 V_1$$

$$\Rightarrow dH = 0$$



$$p_1 = \text{const}$$

$$p_2 = \text{const}$$

$$0 = dH = \underbrace{\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p}_{C_p} dt + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T dp$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T d(U + pV)_p = C_p dt + p dV = (TdS)_p = \delta Q_p = C_p dt \Rightarrow$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = C_p$$

$$G = d(U - TS + pV) = dU - TdS - SdT + p dU + V dp = V dp - S dt$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T = V ; \quad \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p = -S ; \quad \text{I манев.}$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T \quad \text{II манев.}$$

$$dH = d(U + pV) = C_p dt + p dV + V dp + T dS + V dp$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = V + T \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

$$0 = dH = C_p dt + \left[V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \right] dP = 0$$

$$C_p dt = T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P - V \cdot dP$$

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta P} \right)_H = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P - V}{C_p}$$

$$\alpha_P = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

коэффициент температурного расширения

для идеального газа; $PV = RT$; $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{P}$

(эффект отсутствует)

$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = 0$
температура постоянна

$$T_2 - T_1 = \int_{P_1}^{P_2} \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P - V}{C_p} dP$$

Температура инверсии - температура, при которой эффект равен 0.

$$T_i = V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P$$

$T < T_i$ эффект положительный

$T > T_i$ (температура падает)

проблема - газосебя

эффект отрицательный (температура падает)

19) Поверхн. явления, коэфф. поверхн. натяжения, краевой угол. Смачивание и несмачивание.

U262
K0190

Тензия: $E = E_k + E_n < 0$. ($|E_n| > |E_k|$)
 силы притяжения преобладают. ($E_n < 0$)

Адгезивная молекулы вместе.

Поверхн. в поверхностности.

Для поднятия молекула в поверхность. своей энергии.

$dF = -dA$ $[Dm]$ $dF = d(U - TS)$
 свобод. энергия

$(\delta A)_T^{def} = -\sigma dS = TdS - dU = -(dF)_T$
 $[N^2]$ $[Dm]$ $[K]$

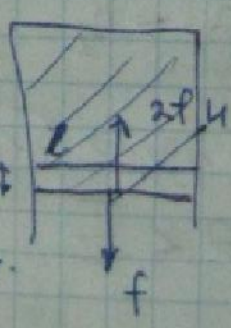
$dF_{поверхн} = \sigma dS$ $[Dm]$

свобод. энергия
поверхности

$dS = l dx$

$dF = 2\sigma dS = 2\sigma l dx = -(\delta A) = dx \cdot$

$f_n = \sigma l$ $[H]$ $= 2f_n dx$

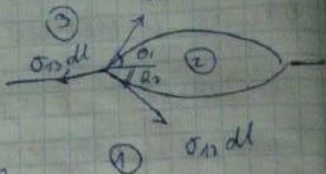


$$[O] = \frac{H}{M} \cdot \frac{Pm}{M^2}$$

не только но и кат.

Сварка - несимметрично

θ_1, θ_2 - кривые углы



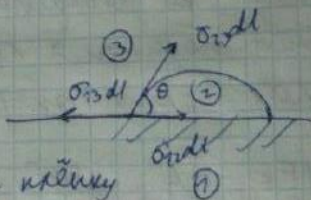
$$\vec{\sigma}_{13} + \vec{\sigma}_{23} + \vec{\sigma}_{12} = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{23} \sin \theta_1 = \sigma_{12} \sin \theta_2 \\ \sigma_{13} = \sigma_{23} \cos \theta_1 + \sigma_{12} \cos \theta_2 \end{array} \right.$$

канал на θ - тере:

1) $\sigma_{13} > \sigma_{12} + \sigma_{23}$

$\theta = 0$ нормал сварки.
распределение в толще шва



2) $\sigma_{12} > \sigma_{13} + \sigma_{23}$

$\theta = \pi$ нормал несимметричного
сваривания + канал



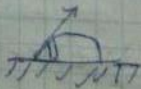
3) $\sigma_{13} < \sigma_{12}$

$\theta > \frac{\pi}{2}$



4) $\sigma_{13} > \sigma_{12}$

$\theta < \frac{\pi}{2}$



20) Канун Ламе для сферического напряжения. q -нагрузка.

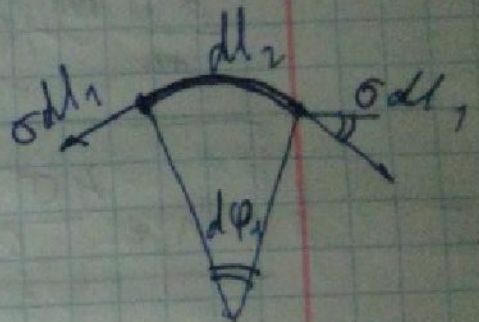
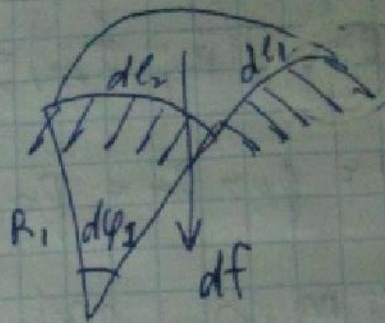
$$df = df_1 + df_2$$

$$df_1 = \sigma dl_1 \sin \varphi_1$$

$$= \sigma dl_1 d\varphi_1 = \frac{\sigma dl_1 dl_2}{R_1}$$

$$df_2 = \frac{\sigma dl_1 dl_2}{R_2}$$

$$R_1 d\varphi_1 = dl_2 \Rightarrow d\varphi_1 = \frac{dl_2}{R_1}$$

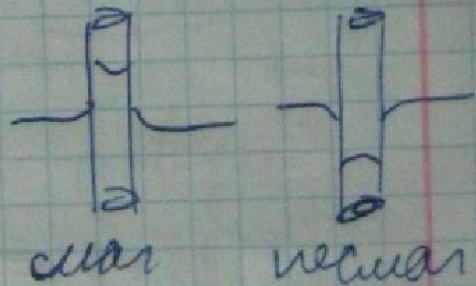
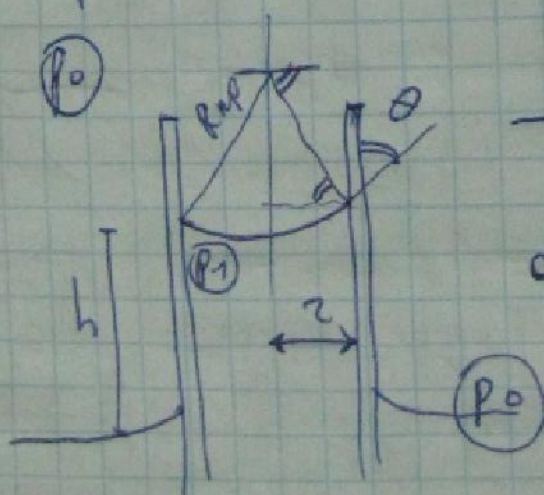


$$df = \sigma dl_1 dl_2 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \sigma dS \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

закон Лапласа

Канун Ламе для сферического напряжения



$$\cos \theta = \frac{2}{R_{kp}} \Rightarrow R_{kp} = \frac{2}{\cos \theta}$$

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_{kl}} + \frac{1}{R_{kp}} \right) = \frac{2\sigma}{R_{kp}} = \frac{2\sigma \cos \theta}{2}$$

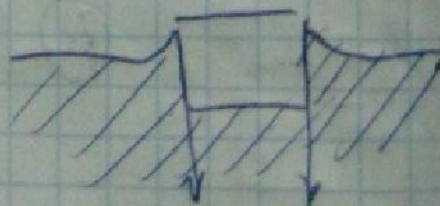
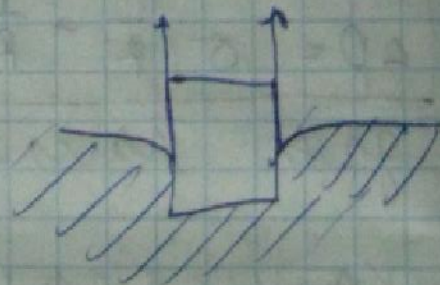
$$\Delta p = p_0 - p_1 = p_0 - (p_0 - \rho g h) = \rho g h$$

$$\frac{2\sigma \cos \theta}{2} = \rho g h \Rightarrow h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g}$$

$$h = \frac{4\sigma \cos \theta}{\rho g d}$$



гр. Ebene



27) Давл. насыщ. пара над искривл. поверхностью. Ф-ла Томсона.
 Причины возмущен. непрерывно-тисл. и перехл. пара

Уменьшение скорости испарения и конденсации молекул (преодоление сил связи)

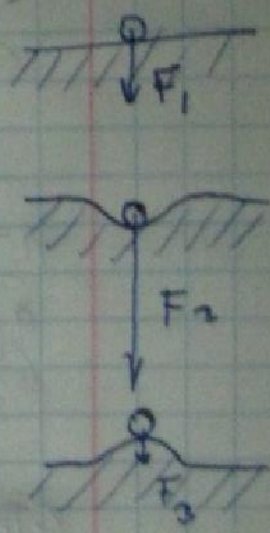
Насыщ. пар-пар в динам. равновесии со своей тисл.



$P_{\text{нп}} \sim T$ (Большее molec. вылетает)

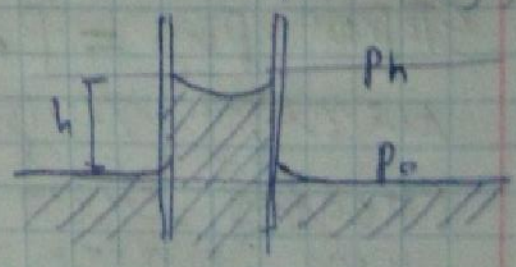
$$F_3 < F_1 < F_2$$

$$P_{\text{нп}3} > P_{\text{нп}1} > P_{\text{нп}2}$$



Зависимости над искривл. поверхн.

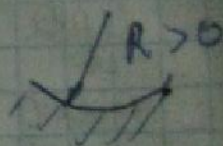
$$\begin{cases} P_0 = P_{\text{н}} + \rho_{\text{л}} g h \\ P_0 + \rho_{\text{л}} g h = P_{\text{н}} - \frac{2\sigma}{R} \end{cases}$$



$$p_{\pi} g h = p_m g h - \frac{2\sigma}{R} \Rightarrow g h = \frac{2\sigma}{R(p_m - p_{\pi})}$$

$$p_{\text{Нп}} = p_0 = \frac{2p_{\pi}\sigma}{R(p_m - p_{\pi})}$$

для
тонкого
слоя $p_{\text{Нп}}$



(p_0 - габр. над поверхн.)



если $f_{\text{н}}(h) = \text{const.} \rightarrow$ тонкая

если $f_{\pi}(h) \neq \text{const.} \rightarrow p = p_0$ в

$$-\frac{p g h}{RT}$$

переход жидк.

кипение - непрерывное превра-
щение жидкости в пар, проис-
ходящее по всей объему
жидкости.

Температура - температура, при
которой габр. нас. паров равно внеш.
габр. ($T_{\text{кип}}: p_{\text{Нп}} = p_{\text{внеш}}$) ($T_{\text{кип}} \sim p$)

т.к. $p_{\text{Нп}} \sim T_{\text{кип}}$,
"внеш"

Если $p_{\text{Нп}} = p_{\text{внеш}} \rightarrow$ равновесие
между жидк. и нас. паром.

(подвод тепла идет сразу на испаре-
ние массы жидкости)

при $T_{\text{кип}}$ ($P_{\text{кип}} = P_{\text{внеш}}$)
 образуется пузырьки пара

$r_{\text{кип}}$ маленького пузырька - конденс.
 $r_{\text{кип}}$ большого пузырька - кипения



↓
 маленький пузырь не в равновесии с
 жидкостью \Rightarrow не образуется.

тогда превращается (по обрат-
 ющая пузырьки)



при введ. примеси радиус
 пузырька \approx радиусу примеси \Rightarrow вскипает.

$$\frac{\Delta P}{\Delta T} = \frac{L}{T(V_m - V_n)} \quad \text{- квантёр-квантёр.}$$

$$\Delta P = \frac{2\sigma r \pi}{R r_m} \Rightarrow \Delta T = \frac{2\sigma r \pi T (V_m - V_n)}{R r_m L}$$

применение - пузырьковая камера
 (за расстояния - примеси - ионы)

перехл. пар

легче
каждому
легче
каждому
инженеру

R_{1n1}
 \wedge
 R_{1n2}

Большой канал
(легче полевить)
маленький канал
(труднее полевить)

— R_{1n1}
 \wedge
— R_{1n2}



Камера Вилсона -
перехл. пар.
Монтаж - установка конденсатора

22) Кристалл. Симметрия кристаллов.

23) Элементы точечной симметрии:

24) ось, плоскость симметрии, центр инверсии, зеркально-поворотная ось симметрии

M301
C5410

тв. тела - сохр. форму и объём.

Симметрия - способ-то тв. тела совмещать-ся с самим собой в р-те движений или операций над ко-точками.

элементы симметрии:

1) ось симметрии n -го порядка

совмещение при повороте на $\frac{2\pi}{n}$.



2) плоскость симметрии
зеркальное отражение



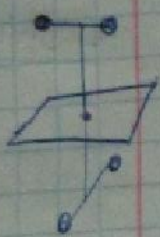
$n = 3$
($\varphi = \frac{2\pi}{3}$)

3) центр симметрии (инверсия)
инверсия относит. точке

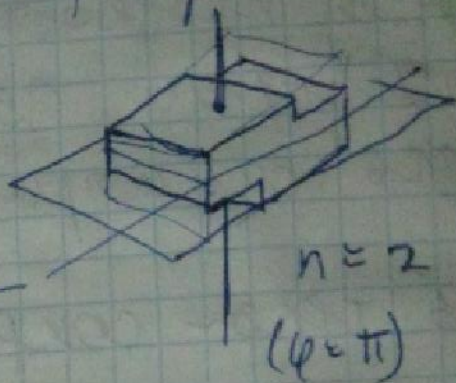


4) зеркально-поворотная ось n -го порядка

поворот на $\frac{2\pi}{n}$ и отражение
относительно плоскости, перпенди-
кулярной оси вращения



Группа симметрии
совокупности n -тоб
симметрии.



Точечная группа симметрии
совокупности n -тоб симметрии, оставля-
ющих каждую точку на месте
по крайней мере

(1)-(4) представлены в виде после-
довательности отражений.

Зеркальные кушеры - тела,
совмещающиеся только зеркаль-
но, но не движением

Кристаллы

структура крист. решётки периодическая (повторяющаяся)

узлы решётки - точки равновесия атомов.

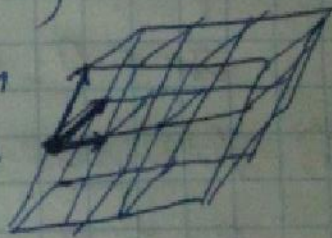
$$\vec{r} = \vec{a}_1 n_1 + \vec{a}_2 n_2 + \vec{a}_3 n_3 \quad (n \in \mathbb{Z})$$

$$|\vec{a}_1\rangle$$

$|\vec{a}_2\rangle$ - основные
 $|\vec{a}_3\rangle$ - периоды решётки

Базис

$$\begin{cases} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \\ \vec{a}_3 \end{cases}$$



элементарная ячейка - на базисных.



Решётка Браве = примитивная

решётка, т.е. элементарная ячейка её не содержит внутр. атомов



не Браве



Браве

Выбор базиса неоднозначен

Приведённая решётка - с минимальными основными периодами $(|\vec{a}_1\rangle, \dots)$

Трансляционная симметрия общие узлы решётки при поступательном движении вдоль базисных.

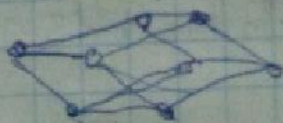


пространств группа
точек симметрии + трансляции

кристаллическая система

1) Триклинная

$$a_1 \neq a_2 \neq a_3$$



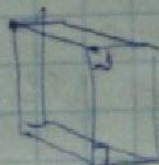
$$\alpha \neq \beta \neq \gamma$$

↑
↑
↑
клин



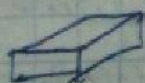
2) Моноклиная

$$a_1 \neq a_2 \neq a_3$$



$$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$$

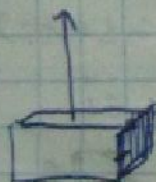
↑
↑
↑
клин



3) Ромбическая

$$a_1 = a_2 \neq a_3$$

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$



4) тетрагональная

$$a_1 = a_2 \neq a_3$$

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$



5) кубическая

$$a_1 = a_2 = a_3$$

$$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$$

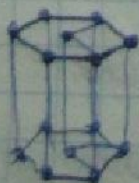


6) ромбоэдрическая

$$a_1 = a_2 = a_3$$

$$\alpha \neq \beta = \gamma \neq 90^\circ$$

< 120°



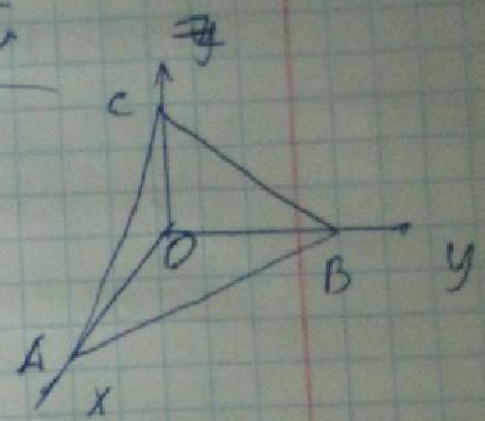
7) гексагональная

$$a_1 = a_2 \neq a_3$$

$$\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$$

Обозначение плоскостей

$$\frac{x}{|OA|} + \frac{y}{|OB|} + \frac{z}{|OC|} = 1.$$



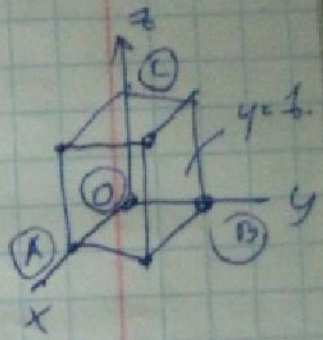
⇔

$$hx + ky + lz = D.$$

h, k, l - целые. - Миллеровские индексы.

(hkl) , $(h\bar{k}l)$ - запись ($\bar{k} < 0$)

пр: ΔABC : (111) , $y=1$: (010) ,



Обозначение направлений

Направление, перпендикулярное плоскости

$[hkl] \perp (hkl)$
 прямая (черта) плоскость

Св в при апл. анизотропии -
 зависимость св в от направления
 в бескристал. тел (аморфных)

дефекты в кристаллах

дефекты - отклонения от совершенной периодичности решетки.

① макроскопические:
трещины, большие пустоты, большие игольчатые включения

② микроскопические

2.1) точечные

2.1.1 вакансии

2.1.2 замещение

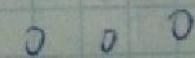
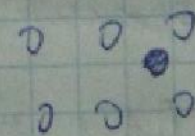
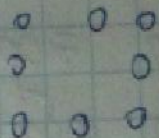
2.1.3 внедрение

2.2) дислокации (линейные)

паруны или границы зерен или плоскостей.

2.2.1 винтовые

2.2.2 краевые

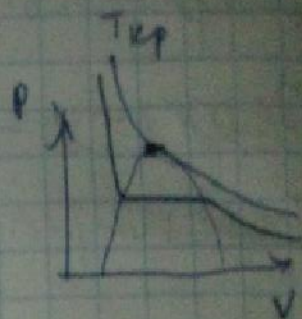


дефекты сильно влияют на свойства кристаллов (прочность, электропроводность).

25) Сравнение газоб.

С433

Для газа ниже $T_{кр}$ -
сжатие.



методы;

1. испарение жидкостей
2. эффект Джоуля-Томсона (см. 18.1)
3. обратное адиаб. расшир: $TV^{\gamma-1} = const$

~~1) эффект Джоуля-Томсона (см. 18.1)~~

$$(2) T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H dp = \int_{p_1}^{p_2} \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V}{C_p} dp$$

при обратном адиаб. расшир:

$$(3) 0 = \Delta S = C_p \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p \Delta T + \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T \Delta p = 0$$

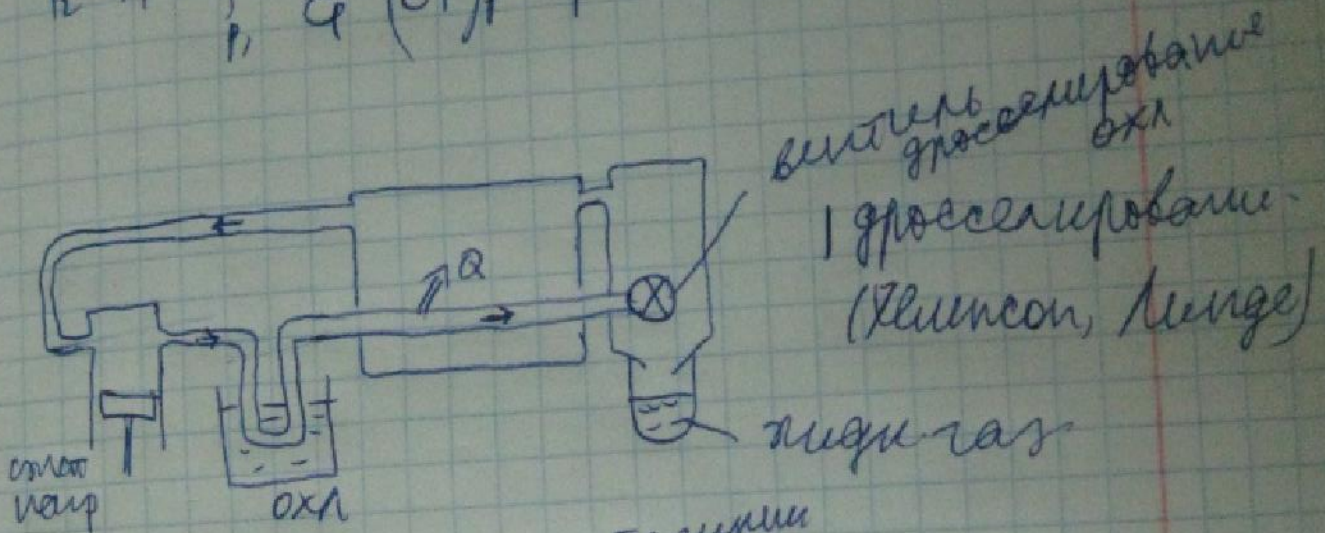
$$\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p = C_p \left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T + \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_p = \frac{C_p}{T}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \Rightarrow$$

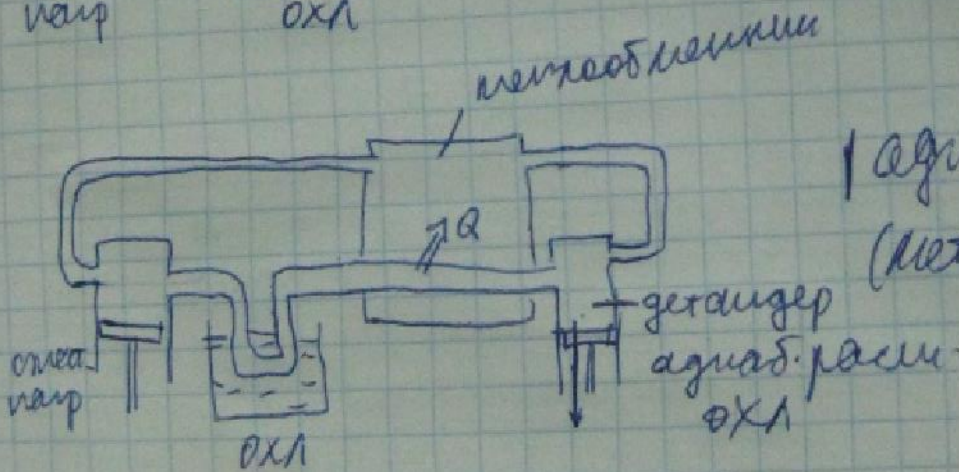
$$\frac{C_p}{T} \Delta T + \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \Delta p = 0$$

$$\frac{\Delta T}{\Delta p} \approx \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_S = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p}{C_p}$$

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \frac{T}{C_p} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp$$



вентиль
гроссерупованье
охла
1 гроссерупованье
(Хиллсон, Мунге)



1 aquab. расм.
(метод Клода)

↑
экспериментальное

Раньше помню

приемная охла. ~~инверсия~~ инверсия
по прием. газа. "испарение"

2 вопрос из курса Термодинамика

1) теплоёмкость системы. Термодинамика. газ. Через термодинамика газ и можно вывести свободной энергии Гиббса.

Термодинамика системы

$$C_c \left(\frac{\delta Q}{dt} \right)$$

- зависит от условий.
(w.p, Cp, Cv и др.)

$$C_v = \left(\frac{\delta Q}{dt} \right)_v = \left(\frac{dU}{dt} \right)_v$$

$$C_p = \left(\frac{\delta Q}{dt} \right)_p = \left(\frac{dH}{dt} \right)_p$$

$(\delta Q)_v = dU$ - по формуле \Rightarrow

C_v - ф-я состояния.

$(\delta Q)_p = dU + (pdU)_p = d(U + pV)$

по формуле \Rightarrow
 C_p - ф-я состояния.

\equiv
 dH

через термодинамика и формула Гиббса - (23).

2) Изг. яз. Показательный процесс.
 + пр-е показов и его частные случаи.

Показательный процесс - при к-вом $C = \text{const}$.

δQ_{11}
 $C dt = C_v dt + p dV;$
 $(C - C_v) dt = \frac{RT dV}{V}; \Rightarrow \frac{C - C_v}{R} \int_{T_1}^{T_2} \frac{dt}{T} = \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}$

M145
 K0127

$C_p = C_v + R \Rightarrow R = C_p - C_v.$

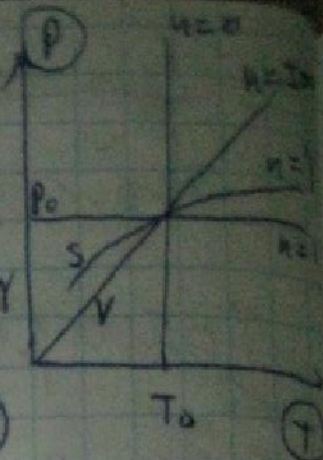
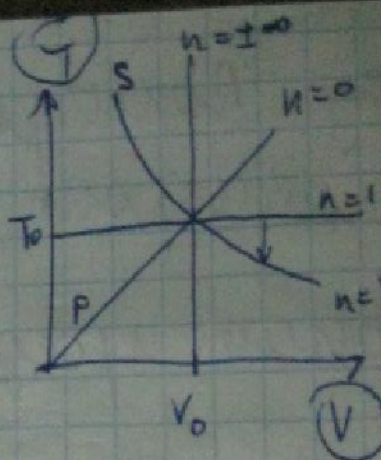
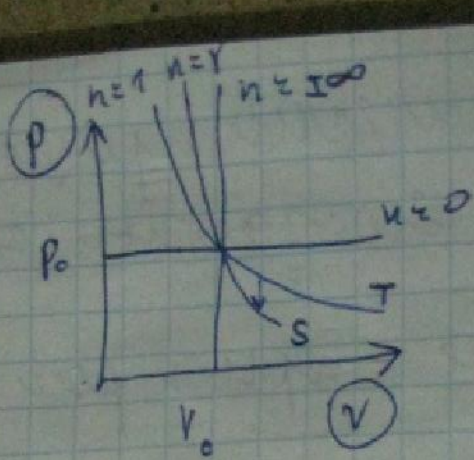
$\frac{C - C_v}{C_p - C_v} \ln \frac{T_2}{T_1} = \ln \frac{V_2}{V_1};$

$\eta = \frac{C - C_p}{C - C_v}$

$T V^{\eta-1} = \text{const.}$	(1)
$p V^{\eta} = \text{const}$	(2)
$T^{\eta} p^{1-\eta} = \text{const}$	(3)

хар-р.

	η	C	
(1) $p = \text{const}$	0	C_p	изобара $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$
(2) $pV = RT = \text{const}$	1	$\pm \infty$	изотерма
$\delta Q = 0$	γ	0	адиабата
(3) $V = \text{const}$	$\pm \infty$	C_v	изохора



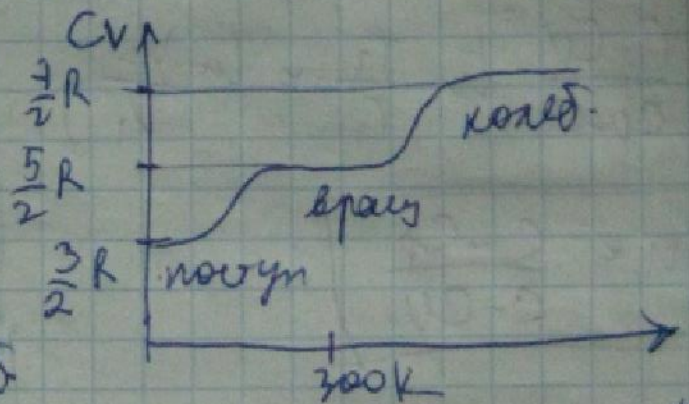
3

зависимость теплоемкости от T

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

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

i - число степеней свободы



в процессе
изб. степеней своб.

3) Классическая теория теплоёмкости
 в тел. зак. Дюлонга и Рти.
 зависимость теплоёмк. в тел от T.
 Т. Дебая.

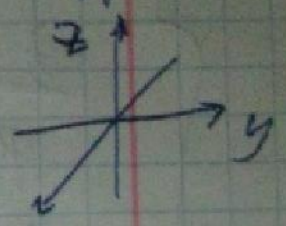
М322

1) классическая теория
 в тел. тело, атомов - осцилляторов в узлах
 кристаллич. решётки.

$$U = 6N \cdot \frac{kT}{2} = 3 \nu N_0 kT = 3 \nu RT$$

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = 3R_{\text{класс.}}$$

закон Дюлонга и Рти.



100%: { кинетич $\frac{kT}{2}$
 потенц $\frac{kT}{2}$

2) модель Эйнштейна
 частота колеб. дискретна.

$\epsilon = h\nu$ - элементарная
 порция энергии.

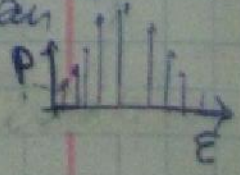
$$\epsilon_n = \epsilon_0 + n\epsilon \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

$$P(\epsilon) = A e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}} = A e^{-\frac{\epsilon_0 + n\epsilon}{kT}}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_n = A e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}} \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\epsilon}{kT}} = 1$$

возможные значения энергии
 вращ. степеней свободы.
 Больцман

нормир.



$$\boxed{\epsilon \equiv k \theta_D}$$

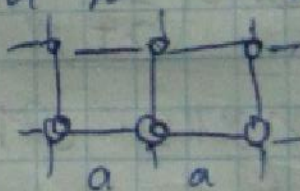
θ_D - температур. Дебая

$$\boxed{C_V \approx 3R \left(\frac{\theta_D}{T}\right)^3 \frac{e^{-\frac{\theta_D}{T}}}{(e^{-\frac{\theta_D}{T}} - 1)^2}}$$

однако, $C_V \sim T^3$ при малых T .

3) Модель Дебая

колебания атомов связаны
суперпозицией нормальных колебаний
с $1 \leq 2L, \dots, 1 \leq 2a$



без зав.

$$T \ll T_D$$

$$C_V \approx \frac{12\pi^3}{5} R \left(\frac{T}{T_D}\right)^3 \sim T^3$$



$$\boxed{T_D = \frac{\omega_{max} \hbar}{k}}$$

температура Дебая

$$\omega_{max} \approx 2\pi \langle v_{gr} \rangle \left(\frac{3N_0}{4\pi L^3}\right)^{\frac{1}{3}}$$

элементарная теплая квант.
 $\epsilon_n = \epsilon_0 + n\epsilon$

$(n=0, 1, 2, \dots)$ - возможные сост.

$P_n = A e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}} = A e^{-\frac{\epsilon_0 + n\epsilon}{kT}}$ - расп. теплы по состояниям.

$$A: \sum_{n=0}^{\infty} P_n = e^{-\frac{\epsilon_0}{kT}} \cdot A \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\epsilon}{kT}} = 1$$

$$\langle \epsilon \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n P_n = \epsilon_0 + \epsilon \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-\frac{n\epsilon}{kT}}}{\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\epsilon}{kT}}}$$

результат упрощения.

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\frac{n\epsilon}{kT}} = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\epsilon}{kT}}} \quad \left| \frac{\partial}{\partial \epsilon} \right.$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} n e^{-\frac{n\epsilon}{kT}} = \frac{-\epsilon/kT}{(1 - e^{-\frac{\epsilon}{kT}})^2}$$

\Downarrow

$$\langle \epsilon \rangle = \epsilon_0 + \frac{\epsilon}{e^{\frac{\epsilon}{kT}} - 1}$$

$$U = 3N_A \langle \epsilon \rangle = 3N_A \epsilon_0 + \frac{3N_A \epsilon}{e^{\frac{\epsilon}{kT}} - 1} \Rightarrow$$

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = \frac{3N_A k \left(\frac{\epsilon}{kT} \right)^2 e^{\frac{\epsilon}{2kT}}}{(e^{\frac{\epsilon}{kT}} - 1)^2}$$

$$(T \rightarrow \infty) C_V \rightarrow 3R, \quad (T \rightarrow 0) C_V \rightarrow 3R \left(\frac{\epsilon}{kT} \right)^2 e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$$

Температура
симметрична

$$k\theta_q \ll \epsilon$$

$$C_{\omega} = \frac{3R \left(\frac{\theta_q}{T}\right)^2 e^{-\frac{\theta_q}{T}}}{\left(e^{-\frac{\theta_q}{T}} - 1\right)^2}$$



но при $T \rightarrow 0$ C_{ω} - константа.

звукон. колеб. - сферичные колеб.

$$\epsilon_i = h\omega_i; \quad \epsilon_{in} = h \cdot t \cdot \omega_i \quad (\epsilon_0 = 0)$$

M152

4. (4) Преобразование теплоты в работу. Циклические процессы тепловой двигателя - КПД.

цикл Карно КПД Карно.

цикл Отто и Дизеля

Циклический - процесс, который и может и-решо совершаться.

$$\delta Q = dU + p dV.$$

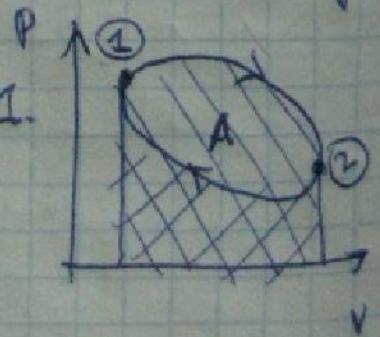
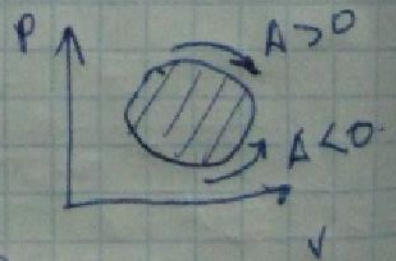
$$\oint \delta Q = \oint dU + \oint p dV \Rightarrow \boxed{\oint \delta Q = \oint p dV = A}$$

" $U_1 - U_1 = 0$

КПД.

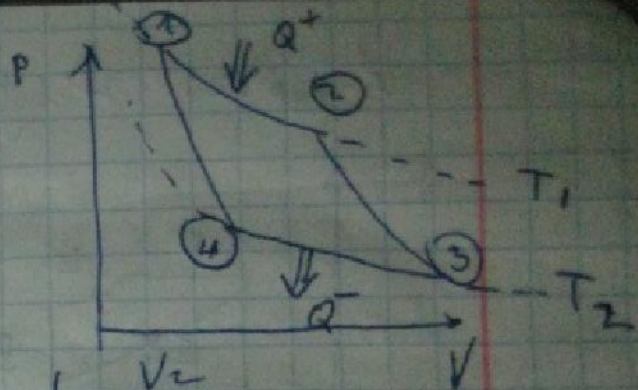
$$\eta = \frac{A}{Q^+} = \frac{Q^+ + Q^-}{Q^+} = 1 + \frac{Q^-}{Q^+} < 1.$$

$$\begin{pmatrix} Q^+ > 0 \\ Q^- < 0 \end{pmatrix}$$



цикл Карно.

T_1 - нагреватель
 T_2 - холодильник



$$Q^+ = \int_1^2 \delta Q = \int_1^2 dU + \int_1^2 P dV = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

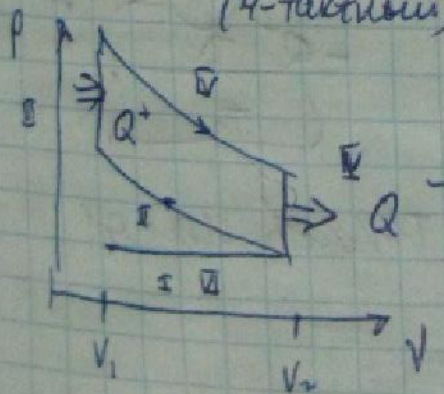
$$Q^- = \int_3^4 \delta Q = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3}$$

$$\frac{T_1 V_2^{\gamma-1}}{T_1 V_1^{\gamma-1}} = \frac{T_2 V_3^{\gamma-1}}{T_2 V_4^{\gamma-1}} \quad ; \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \quad ; \quad \ln \frac{V_2}{V_1} = -\ln \frac{V_4}{V_3}$$

$$\eta = 1 - \frac{Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

для обратного цикла Карно

Цикл Отто - (4-тактный)



$$\eta = 1 - \frac{Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{1}{\alpha^{\gamma-1}}$$

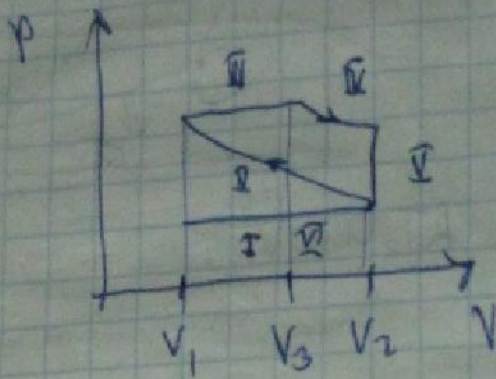
№ 41

$\alpha = \frac{V_2}{V_1}$ степень сжатия

- II сжатие
- III расширение
- IV рад. ход
- I охлаждение

III, I - рабоч. ход (выпуск, впуск)

Цикл Дюпона

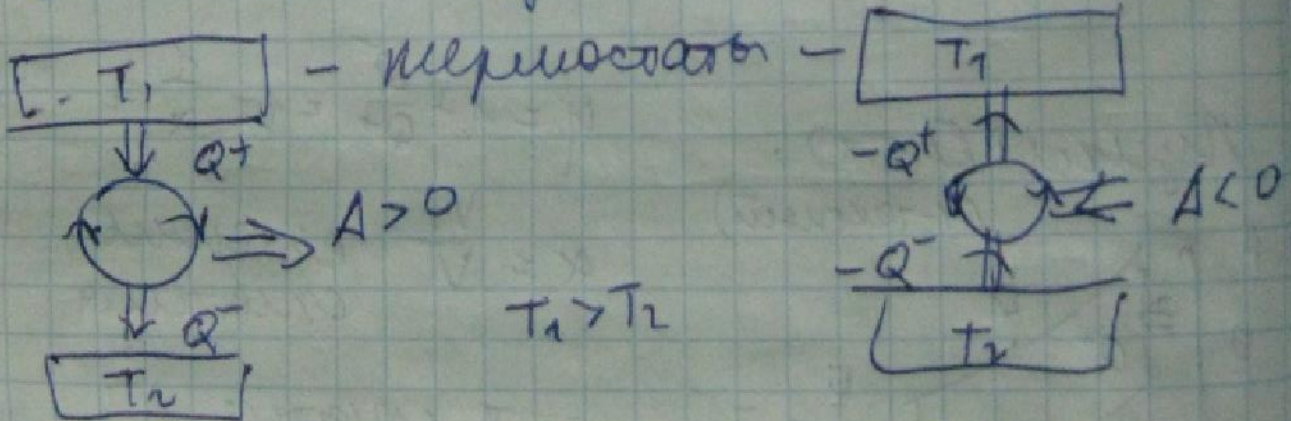


- II сжатие
- II раб. ход при сжат.
- IV расш.
- I охл
- II, I выхлон
впуск

$\alpha = \frac{V_2}{V_1} \sim 20$ степень сж.

$\alpha' = \frac{V_3}{V_1}$ степень предвср. сж.

Схема тела фемателе:



Тепловая машина

Теплов. насос

$\eta = \frac{A}{Q^+} = \frac{Q^+ + Q^-}{Q^+} = 1 + \frac{Q^-}{Q^+} < 1.$

$\eta_{\text{х}} = \frac{Q^-}{|A|} = \frac{Q^-}{Q^+ + Q^-}$

$\eta_{\text{тн}} = \frac{Q^+}{|A|}$

† (5) Две теоремы Карно. Нерав-во Клаузиуса для цикла Карно

Кол43

I теорема Карно:

КПД обр. цикла Карно не зав. от ~~материала~~ материала рабочего тела, а определяется только T_x, T_n : $\eta = 1 - \frac{T_x}{T_n}$

II теорема Карно:

КПД макс. цикла (обратим и необр.) не превосходит КПД обр. цикла Карно ст. тем же T_{min}, T_{max}

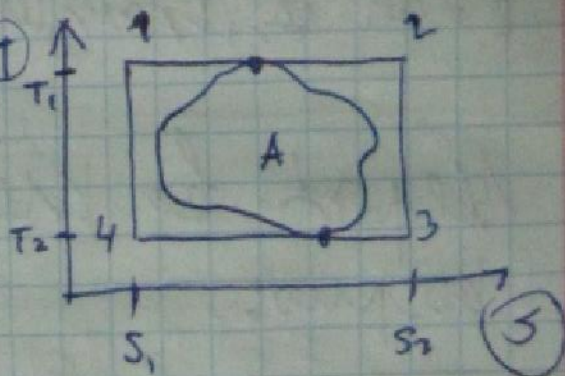
< 0

$\delta Q = T ds = \text{площадь под } \textcircled{1}$
 $\oint \delta Q = A = \text{площадь вихря} = \oint T ds$

$$Q^+ = T_1 (S_2 - S_1)$$

$$Q^- = T_2 (S_2 - S_1)$$

$$\eta_{К} = 1 - \frac{T_2 (S_2 - S_1)}{T_1 (S_2 - S_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$



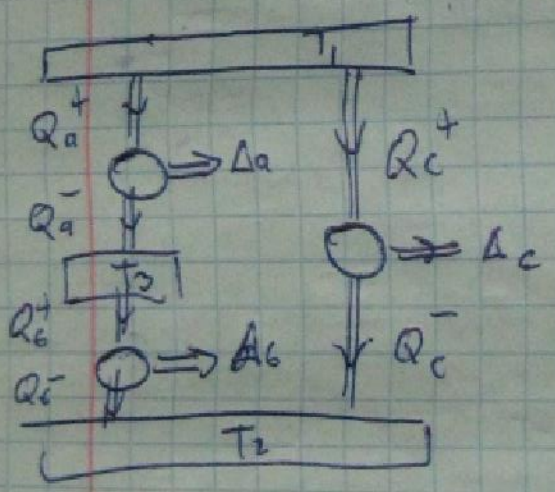
M166

+ 6) термодинамик, икано
 минималур. Еџ монотонно
 несов угладено-разоб. инаке

3 тер. карно:

$$\eta = \frac{Q^+ + Q^-}{Q^+} = 1 + \frac{Q^-}{Q^+} = 1 + \frac{T_2}{T_1}$$

ме $\frac{Q^-}{Q^+} = f(T_2, T_1)$ - ф-я только T_1, T_2 .



$a + b = c, \text{ ме};$

$Qa^+ = Qc^+, Qb^- = Qc^-$

$Qa^- = -Qb^+$

$\Delta a + \Delta b = \Delta c.$

мандра

$\frac{Qc^-}{Qc^+} = f(T_2, T_1), \quad \frac{Qa^-}{Qa^+} = f(T_3, T_1), \quad \frac{Qb^-}{Qb^+} = f(T_2, T_3)$

$\Rightarrow \underbrace{f(T_2, T_1)}_{\text{без } T_3} = \frac{Qc^-}{Qc^+} = \frac{Qb^-}{Qb^+} = \frac{-Qb^-}{Qb^+} \frac{Qa^+}{Qa^-} = \underbrace{-f(T_2, T_3) f(T_3, T_1)}_{T_3 \text{ гонима}}$

без T_3

T_3 гонима
 сократится

$$f(T_2, T_1) = -\frac{\varphi(T_2)}{\varphi(T_1)}$$

φ - любая ф. э.
услов $\varphi(T) = T$.

$$\left[\frac{\varphi(T_2)}{\varphi(T_1)} = \frac{T_2}{T_1}, \quad \frac{Q^-}{Q^+} = -\frac{T_2}{T_1} \right]$$

тогда $\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$
↗ по термодинамическому

$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$ по изопроцессу.
(рассмотрено ранее)

1148

4. (7) Энтропия как ф.я состояния
изменения энтропии из. газа
в разн. процессах.

$$\delta Q = C_V dt + p dV; \quad \frac{\delta Q}{T} = C_V \frac{dt}{T} + \frac{p}{T} dV$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dt}{T} = d \ln T; \quad \frac{dV}{V} = d \ln V \\ pV = RT \Rightarrow \frac{p}{T} = \frac{R}{V} \end{array} \right.$$

$$\frac{\delta Q}{T} = C_V d \ln T + R d \ln V = d(C_V \ln T + R \ln V)$$

= полный дифер.

$\frac{\delta Q}{T}$ - полный дифер.

$$\boxed{dS \equiv \frac{\delta Q}{T}} \quad \text{ф.я состояния}$$

Энтропия определена с точностью
до постоянной (знаем только изменение)

физ. смысл энтропии:

$$\boxed{S = k \ln \Gamma} \quad \text{ф.я Больцмана}$$

у более упорядоченной системы меньше
число микросостояний данного макро-

6 pabnobecu - 6 nambepactneiman
 cocooannu - 6onome numpocce - 6oab me S.

$$dS = d(C_v \ln T + R \ln V)$$

$$S_2 - S_1 = R (\ln V_2 - \ln V_1) = R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (T = \text{const})$$

$$S_2 - S_1 = C_v (\ln T_2 - \ln T_1) = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (V = \text{const})$$

$$(\delta Q = 0)$$

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \Rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1}$$

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = (\gamma-1) \ln \frac{V_1}{V_2} = -(\gamma-1) \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$S_2 - S_1 = \ln \frac{V_2}{V_1} (R - C_v(\gamma-1)) = 0 \quad (\delta Q = 0)$$

$$R - C_v(\gamma-1) = R - \frac{C_p - C_v}{C_v} + C_v = R - R = 0$$

+ 8 ~~Содержит список литературы~~
 Второе начало ТД. Ф-ки
 Клаузиуса и Кельвина. Их эквивал

К0155

Невозможность КПД = 100%.

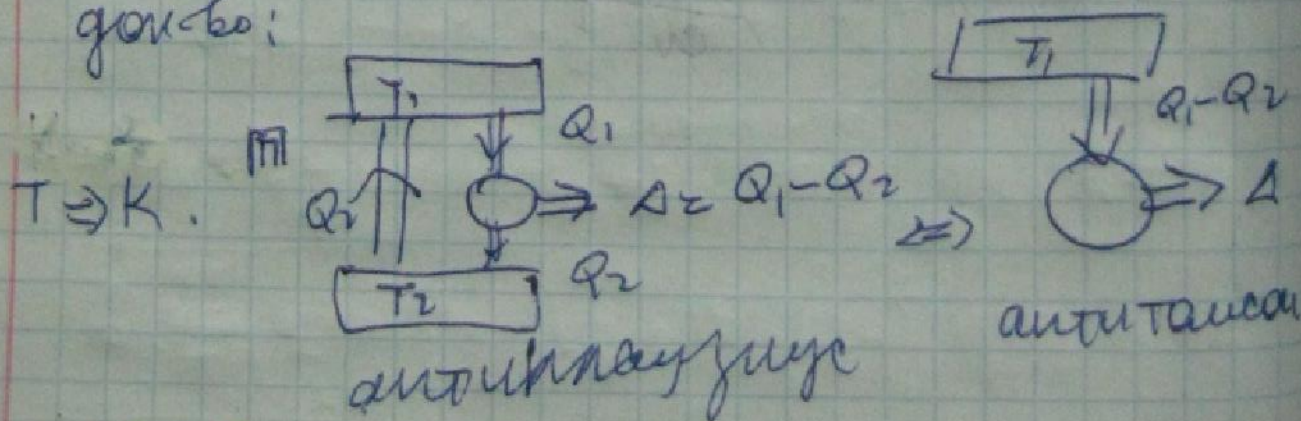


(Кельвин)
 Томсон: невозможен обратный процесс, ед. р-т к-рою - работа за счёт охлаждения теплового резервуара.



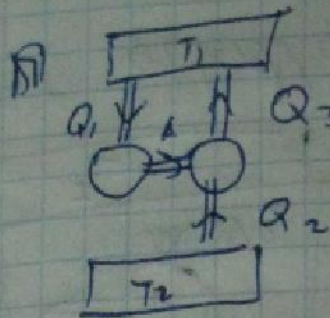
Клаузиус: тепло не может само идти от холоднее тела к теплее.

доказано:



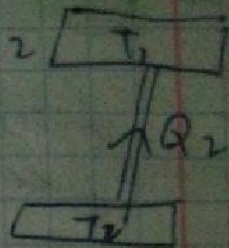
(лицо Томсона выполнено.
 противная: Клаузиус не выполнено)

$K \Rightarrow T$



αυτοτάμια

\Leftrightarrow



αυτοκλαύση

$$\boxed{\phi \frac{\delta Q}{T} = 0}$$

для обр. цикла.

и цикл $A < 0$.

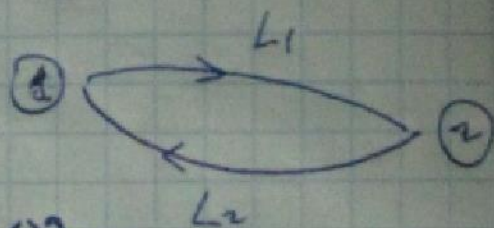
Δ . цикл \oplus обр. Тогда тк $\textcircled{1}$ по определению обр, вся система $\textcircled{1} + \textcircled{2}$ обр. и тогда $A > 0$ — антикельвин.

М175

+ (40) Втор. начало ТД и второе
изменение энтропии уг. пара
при его адиаб. расш. в вакуум.
Саморазогревом. Пример
ее практ. реш.

второе начало ТД

универсальная
система ~~система~~



саморазогревом - 1→2.

Поглощение калории: 2→1. (не использована)

для этого цикла:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_2^1 \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad \text{- второе начало термодинамики}$$

||
0 (так как система использована)

$$\int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = \int_2^1 ds = S_1 - S_2 \leq 0.$$

(L2)

$$\boxed{S_2 \geq S_1}$$

- II начало ТД

$S_1 = S_2$ для обратимого

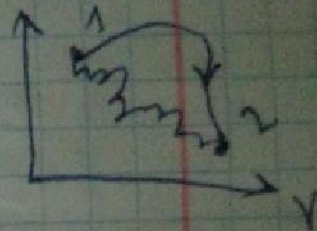
“в процессах изопроцессной системы энтропия не убывает.”

Расширение газа в вакуум.

С 199



$$\frac{T}{V_1} \rightarrow \frac{T}{V_2}$$



1-2 — процесс

$$\delta Q = dU + PdV$$

$$\Rightarrow dU = 0 \Rightarrow T = \text{const}$$

1-2 → изобарический (или произвольная изобарическая кривая 1-2)

$$\delta Q = dU + PdV$$

$$\delta Q = PdV = RT \frac{dV}{V}$$

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = R \frac{dV}{V}; \quad S_2 - S_1 = R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = R \ln \frac{V_2}{V_1} > 0.$$

11) Микро- и макросост. дис-мь.
 ТА вероятностей и её связь с ML48
 энтропией (функция Гауса)
 Связи с. трансовна энтропии
 ф-ла Больцмана.

Микросостояние - состояние, описанное
 микропараметрами (значениями сос-
 тавляющих всех частиц)

Макросостояние - состояние, описан-
 ное макропараметрами.

ТА вероятностей - макросостояние $\Gamma(M, N)$ -
 число микросостояний данного
 макросостояния.

энтропия $dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{dN C_V dt}{T} + \frac{R dV}{V}$ ML48

где $T = const$:

$$dS = R (\ln V_2 - \ln V_1) = R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$N_1 \approx \frac{V_1}{l^3}, \quad N_2 \approx \frac{V_2}{l^3} \quad (l \approx 1 \text{ \AA} - \text{размер молекул})$$

$$\Gamma_{01} \approx \frac{N_1!}{(N_1 - N_A)!}$$

N_A - число
рабочих в
модели

$$\Gamma_{02} \approx \frac{N_2!}{(N_2 - N_A)!}$$

$$\frac{\Gamma_{02}}{\Gamma_{01}} \approx \frac{N_2! (N_1 - N_A)!}{N_1! (N_2 - N_A)!} \approx \frac{\left(\frac{N_2}{e}\right)^{N_2} \left(\frac{N_1 - N_A}{e}\right)^{N_1 - N_A}}{\left(\frac{N_1}{e}\right)^{N_1} \left(\frac{N_2 - N_A}{e}\right)^{N_2 - N_A}}$$

где не считаем создание рая
($N_1 \gg N_A$, $N_2 \gg N_A$)

$$\ln \frac{\Gamma_{02}}{\Gamma_{01}} \approx \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^{N_A} \approx \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{N_A}$$

$$\ln \frac{\Gamma_{02}}{\Gamma_{01}} \approx N_A \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$S_2 - S_1 \approx \frac{R}{N_A} \ln \frac{\Gamma_{02}}{\Gamma_{01}} \approx k (\ln \Gamma_{02} - \ln \Gamma_{01})$$

$$\boxed{S \approx k \ln \Gamma} \text{ ф-ла Больцмана.}$$

ф-ла Гуревича?

$$n! \approx \left(\frac{n}{e}\right)^n$$

+

(12)

фазы в ба. Фазов. переходы

I и II рода. Испарение и конденсация. Ур.е Крайфельда - Клаузиуса. Кипение пучков.

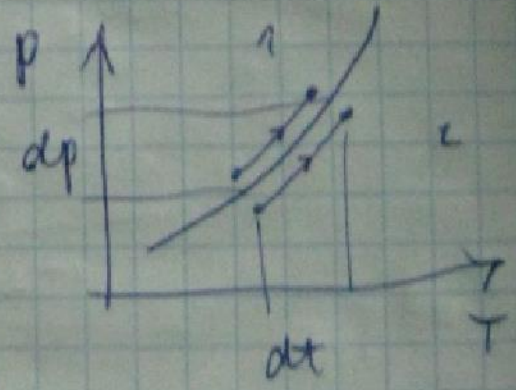
К0184
M228

фаза - физически однородная часть в ба, к-рую можно извлечь механически.

у газов одна фаза (сжимаются)

фазов. диаграмма

равновесие на границе:



$$\left\{ \begin{array}{l} p_1 = p_2 - \text{мех} \\ T_1 = T_2 - \text{термич.} \end{array} \right.$$
 где плоски границы раздела фаз

Фазов. превращения - переход в ба из одной своей фазы. Тэф (плава, кристала, сублимация, кипение)

$$\delta Q = dU + p dV \leq T dS.$$

$$dG = dU + p dV + V dp - T dS - S dt = V dp - S dt = 0$$

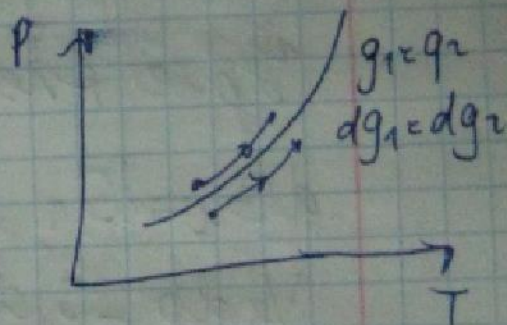
$$dG = d(U + pV - TS) = 0$$

$$G = m_1 g_1 + m_2 g_2$$

$$dG = d(m_1 g_1 + m_2 g_2) = 0$$

$$\begin{cases} g_1(P, T) = g_2(P, T) \\ g(P, T) - \text{неуп. оп. э} \end{cases}$$

m_1 - масса первой
 $g = \left[\frac{p m}{m} \right]$
 то же самое и для
 (уменьшить T и уменьшить)



Переход I рода.

$$dG = V dp - S dt$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T = V ; \quad \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_p = -S$$

значения $V, -S$ - не постоянны и зависят от температуры

Переход II рода (S, V - непрерывны)

$$\frac{\partial^2 G}{\partial T \partial p} = \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p ; \quad \frac{\partial^2 G}{\partial T^2} = - \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_p = - \frac{1}{T} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p$$

~~не~~ выделение / поглощение
 тепла

$$\left(\frac{\partial^2 G}{\partial p^2}\right)_T = \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$$

$$\alpha_p = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

$$\beta \equiv \chi = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T$$

$$-\frac{C_p}{T} = -\frac{1}{T} \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p$$

температури, коэффициент
объёмного расширения

скачок вторых
производных

стимулирующая
энергетическая

температура

зр-е краев р- краев-перех. I рода

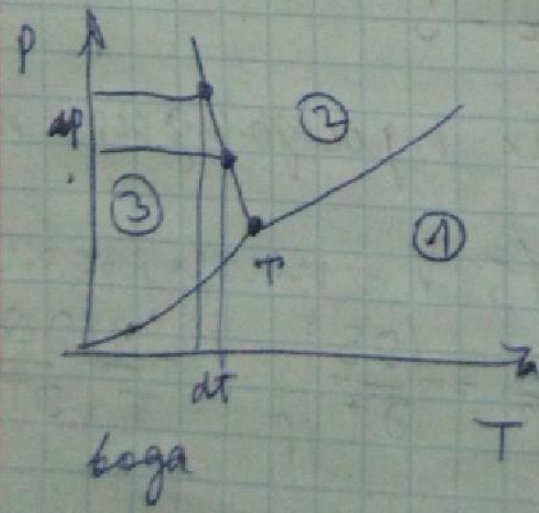
$$dG_1 = dG_2$$

$$V_1 dp - S_1 dt = V_2 dp - S_2 dt$$

$$dp(V_1 - V_2) = -dt(S_2 - S_1) \Rightarrow$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{S_2 - S_1}{V_2 - V_1} = \frac{q}{T(V_2 - V_1)}$$

$q = [Дж]$
 $V = [м^3]$

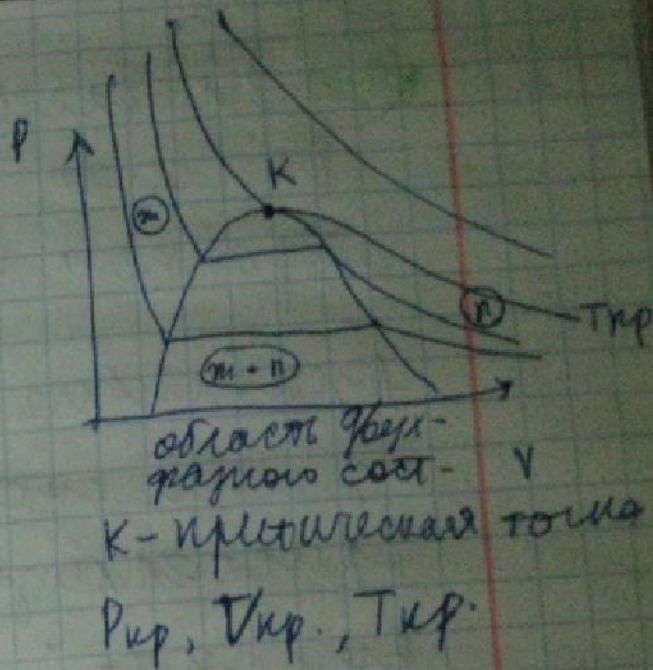


Кипение жидкостей.

при $T > T_{кр}$
газ не может быть
превращён в жидк.

$m+n$: динамическое
равновесие фаз.
 $p = const.$

Кипение - процесс парообразования,
происх. по велич. объёма жидк. при
Т кипения, имеющей свойство хар. ф.



Газ переход II рода! (примеры):

ферромагнетик \leftrightarrow парамагнетик

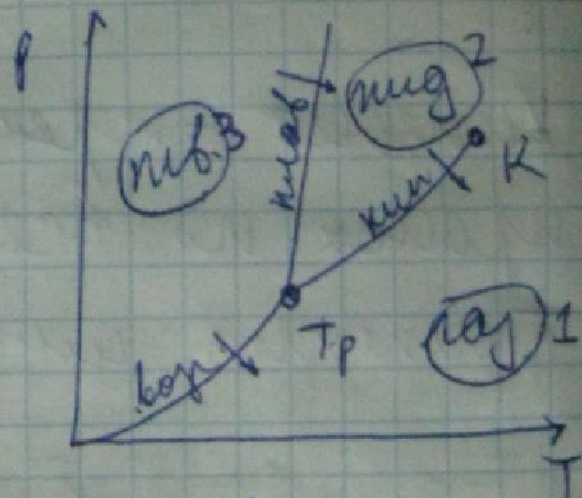
металло-диэлектрик \leftrightarrow сверхпроводящее сост.

гелий I \leftrightarrow гелий II (сверхтекучесть)

13) Прямые и кристаллизация
вожонка. Газов. кварца
тригона точка

Прямые: перекр. I рода
тв. соос. \rightarrow кристаллизация
кристаллизация - обратн.
вожонка: тверд. \rightarrow газ

$$T_{TP} \quad q_{13} = q_{12} + q_{23}$$



газов. кварц