

Молекулярная физика.

1) Предмет молекулярной физики. Основные положения МКТ. Статистический подход к описанию молекул движущихся. Полное описание. Закономерностях.

Предметом молек. физики является изучение молекул. Физик отвечает, т.е. движение большой совокупности молекул.

Основные положения МКТ

- 1) Все тела состоят из молекул
- 2) Частицы движутся, зависят от температуры.
- 3) Взаимодействия - притяжение/отталкивание.

Статистический подход. Понятие о стат. ансамбле.

Рис. изучение стат. ансамбля. Каждая частица имеет свой характер и отклоняется от него, а в совокупности имеют общий характер.

2) Температурная теория. Теплоемкость из газа. Связь теплоемкости с числом степеней свободы молекул. Уравнение Майера.

Теплоемкость: $C = \frac{\delta Q}{dT}$ Отношение бесконечно малого кол-ва тепла δQ , полученного телом, к соответствующей dT его температуре. С увеличением температуры возбуждаются новые степени свободы.

$$C = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU + p dV}{dT} \quad C_v = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_v = \frac{dU(T)}{dT} = \frac{i}{2} R$$

i - число степеней свободы: $i = i_n + i_{\text{врт}} + 2i_{\text{кол}}$.

Уравнение Майера:

$$C = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{dU}{dT} + p \frac{dV}{dT} = C_v + p \frac{dV}{dT}$$

при $p = \text{const}$: $C_p = C_v + p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$

$$p dV = R dT \Rightarrow \frac{\partial V}{\partial T} = \frac{R}{p}$$

$$\Rightarrow C_p = C_v + R$$

2) Идеальный газ. Равновесное распределение частиц по степеням свободы. Физические свойства идеального газа.

Идеальный газ - абстрактная модель, описываемая газ как совокупность стат. точек, не взаимодействующих друг с другом, за исключением упругих столкновений, необходимых для установления равновесия в газе.

2) Полипроцессный процесс. Значит полипроцесс и его частные случаи

Полупроцесс. процесс - непрерывность не учт.

$$\gamma = \frac{c - c_p}{c - c_v} \quad \ln T = (1 - \gamma) \ln V = \text{const.} \quad c = c_v \frac{\gamma - 1}{\gamma}$$

$$pV^\gamma = \text{const} \quad pT^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} = \text{const} \quad TV^{\gamma-1} = \text{const.}$$

Частные случаи:

$p = \text{const}$	$n = 0$	c_p
$pT = pV = \text{const}$	$n = 1$	$+\infty$
$pV^\gamma = \text{const}$	$n = \gamma$	0
$V = \text{const}$	$n = +\infty$	c_v

3. 1) Биномиальное расп-е.

$$P(N_i) = C_N^N p^{N_i} q^{N-N_i}$$

N_i - бином.

p - вероятность бинома.

q - вероятность надбинома.

Применяется где:

1. идентичных
2. независимых

3. не выходящих из системы.

4. применим диаметр. ред. упрощения.

2) Классическая теория теплоемкости твердых тел. Закон Дюлонга и Пти. Зависимость теплоемкости от температуры Дебая.

Классическая теория: на каждую ст. своб. $\frac{1}{2} kT$

Для тв. тел $c_p \approx c_v$

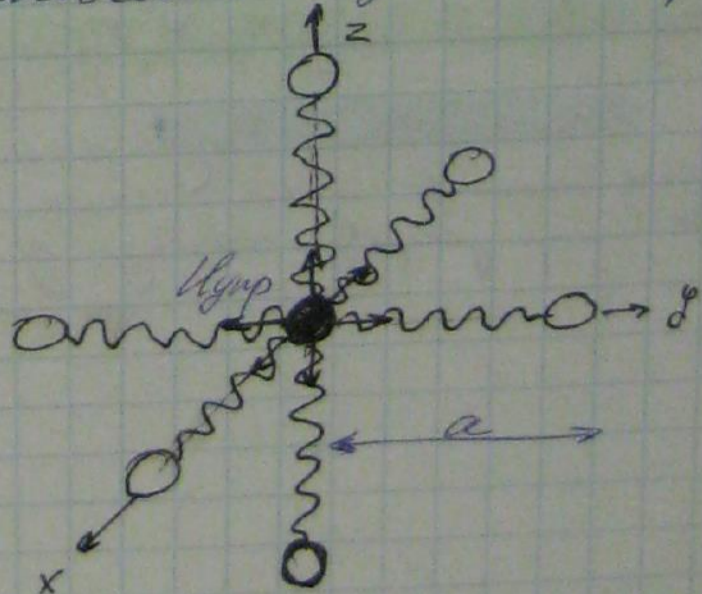
Модель Дюлонга и Пти колебание атомов в узлах кристаллической решетки от положения равновесия. Взаимод. характ. упруг.

При высоких темп-рах $kT \gg \epsilon_{упр}$ можно пренебречь взаимод. атом. друг с другом и описывать атом как идеал. кр. пружин. гарм. осцилл.

Вдоль одного напр. kT .

$$U(T) = N_0 \cdot 3 \frac{1}{2} kT = 3RT$$

$$C = \frac{dU(T)}{dT} = 3R$$



Модель теплоемкости всех металлов $3R$ - Закон Дюлонга - Пти.

Модель Дебая:

В. тепло - ступенчатое распределение. Темп. возр. в ступ. распредел. представ. ступенчатое волнами сур. надзором. Делит волнами.

Волн. вект.: $k_i = 2\pi/\lambda_i$, ϵ_i

$\omega_{max} = v \left(\frac{6\pi^2 N}{L^3} \right)^{1/3}$, в-скорость акуст. волн.

$U(T) = 9RT \cdot D\left(\frac{T_D}{T}\right)$

$D(x) = 3 \left(\frac{x}{\pi}\right)^3 \int_0^x \frac{x^3}{e^x - 1} dx$ - Ф-ция Дебая

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

В области малых температур $T \ll T_D$ (зона Дебая)

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

Биноми А

1) Распр. Пуассона как пред. ступенчатой функции распр. Примеры.

1. $N \rightarrow \infty$
2. $p \ll 1$ } $\Rightarrow \langle N_i \rangle = Np \ll N$

$$P(N_i) = \frac{N!}{N(N-1)\dots} \frac{N_i}{N} p^{N_i} q^{N-N_i} =$$

$$= \frac{N!}{N_i!} \left(\frac{\langle N_i \rangle}{N}\right)^{N_i} \left(1 - \frac{\langle N_i \rangle}{N}\right)^{N-N_i} \approx$$

$$\approx \frac{N^{N_i}}{N_i!} \frac{\langle N_i \rangle^{N_i}}{N^{N_i}} \left(1 - \frac{\langle N_i \rangle}{N}\right)^N \approx$$

$$\approx \frac{\langle N_i \rangle^{N_i}}{N_i!} e^{-\langle N_i \rangle}$$

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

Пример: Сур. р. с коф. $\mu = 2.4$ в 1 м воздуха ступенчатое распредел.



$p = \frac{1}{1000} \ll 1$

$\langle N_i \rangle = \mu = 2.4 \cdot 10^{19}$

$P(0) = \frac{(2.4 \cdot 10^{19})^0}{0!} e^{-2.4 \cdot 10^{19}} = e^{-2.4 \cdot 10^{19}}$
 $= e^{-\mu}$

9) Преобразование теплоты в работу. Цикл Карно КПД Карно
 Тем. Двигатель. КПД. Цикл Карно КПД Карно

Невозможность цикла. пр-е, обратим. резу-том которого было бы производство работы за счёт сил. резервуара

Циклический процесс - процесс, в течение которого система изменяет свои макроскопические состояния, возвращаясь в исходное состояние.

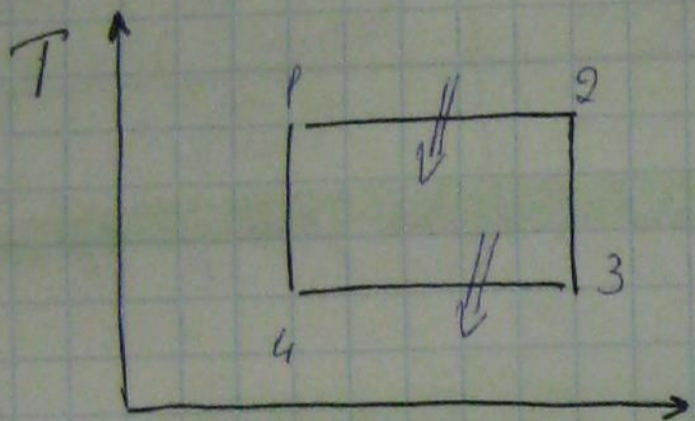
Тем. Двиг. - Q^+ - заряд. ред. (получил) $\phi \delta A$

$$\eta_{то} = \frac{\phi \delta A}{Q^+}$$

Эквив. обратимый цикл, кот. можно пров. в двух резервуарах.

Внешнего горения

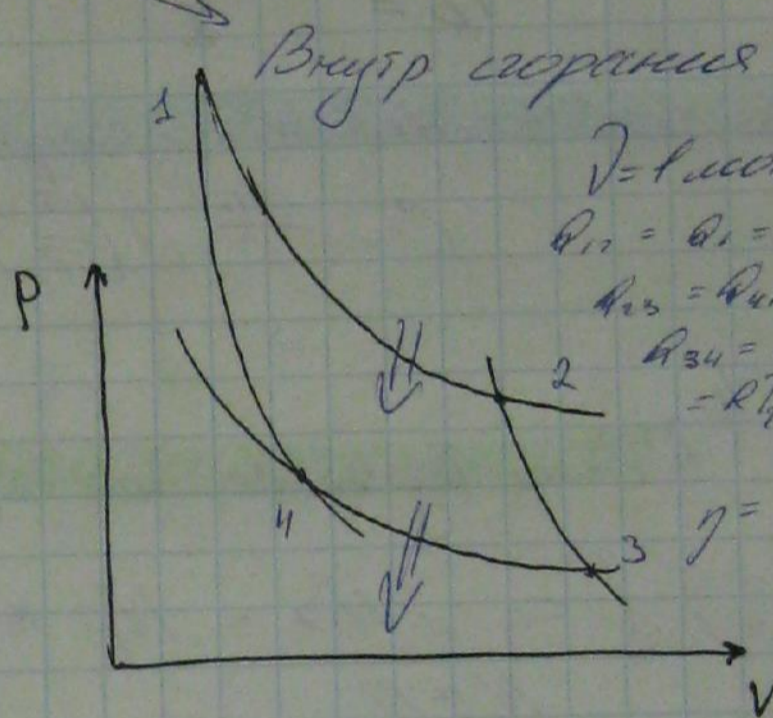
Цикл Карно



$$Q^+ = T(S_2 - S_1) > 0$$

$$Q^- = T_2(S_1 - S_2) < 0$$

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$



$\int p dv$ работа

$$p_{12} = p_1 = RT \ln \frac{V_2}{V_1} > 0$$

$$p_{23} = p_{41} = 0$$

$$p_{34} = p_2 = -RT \ln \frac{V_4}{V_3} < 0$$

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

Задача 5.

1) Распределение газа как предельной случайного распределения. Примеры его применения

1. $N \rightarrow \infty$
2. $\langle N_i \rangle = Np \rightarrow \infty$

$$N_i \sim \langle N_i \rangle$$

$$P = \frac{N(N-1)\dots(N-N_i+1)}{N_i!} p^{N_i} q^{N-N_i} =$$

$$= \frac{N!}{N_i!(N-N_i)!} p^{N_i} q^{N-N_i} =$$

$$\frac{N!}{N_i!(N-N_i)!} =$$

$$= \frac{N!}{N_i!(N-N_i)!} \cdot 1$$

$$= |P(N_i+1) - P(N_i)| \ll P(N_i)$$

$$\ln P(N_i) = \ln N! - \ln N_i! - \ln(N-N_i)! + N_i \ln p + (N-N_i) \ln q$$

$$\frac{dP(N_i)}{dN_i} = 0 \Rightarrow \frac{d \ln P}{dN_i} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dN_i} = 0$$

$$\frac{d \ln N!}{dN} = \frac{\ln(N-1)! - \ln N!}{1} = \ln \frac{(N-1)!}{N!}$$

$$= \ln(N-1) = \ln N \quad //$$

$$\frac{d \ln P}{dN_1} = -\ln N_1 + \ln(N-N_1) + \ln p - \ln q = 0$$

$$\ln \frac{N-N_1}{N_1} \frac{p}{q} = 0$$

$$(N-N_1)p = N_1 q$$

$$Np - N_1(p+q) = N_1 q$$

$$N_1 \rightarrow \dots = \langle N_1 \rangle = Np$$

$$\ln P(N_1) - \ln P(N_2) = \left. \frac{d \ln P}{dN_1} \right|_{N_1=N_2} (N_1 - N_2) + \dots$$

$$= \frac{1}{2} \left. \frac{d^2 \ln P}{dN_1^2} \right|_{N_1=N_2} (N_1 - N_2)^2 + \dots$$

$$= \ln P_0 - \frac{1}{2Npq} (N_1 - \langle N_1 \rangle)^2 + \dots$$

$$\left. \frac{d^2 \ln P}{dN_1^2} \right|_{N_1=N_2} = \frac{1}{Np} - \frac{1}{N-Np} = -\frac{1}{Np} - \frac{1}{Nq} = -\frac{1}{Npq} \quad //$$

$$P(N_1) = P_0 \exp\left(-\frac{(N_1 - \langle N_1 \rangle)^2}{2Npq}\right)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(N_1) dN_1 = 1 \Rightarrow$$

$$P_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{y^2}{2Npq}\right) dy = 1$$

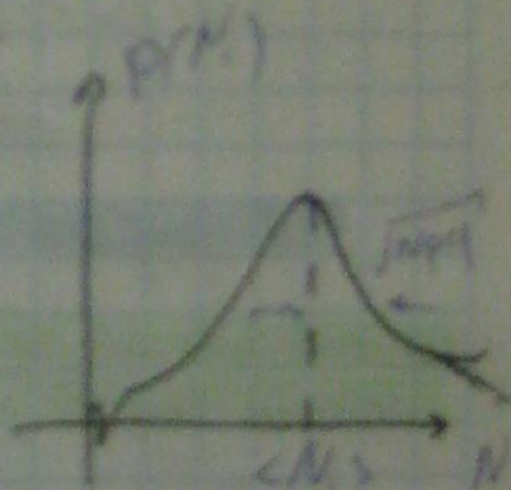
$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi}$$

$$P_0 \sqrt{2Npq} = 1$$

$$P_0 = \frac{1}{\sqrt{2Npq}}$$

$$P(N_1) = \frac{1}{\sqrt{2Npq}} \exp\left[-\frac{(N_1 - Np)^2}{2Npq}\right]$$

$$P(N_1) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(N_1 - \langle N_1 \rangle)^2}{2\sigma^2}\right]$$



Пример:

$$N = 100$$

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

$$N_1 = 215$$

$P(N_1) = ?$

$$\langle N_1 \rangle = Np = 50$$

$$\sigma = \sqrt{Npq} = 5$$

$$\frac{dP(N_1)}{dN_1} = P(N_1)$$

$$dP(215) = P(215)$$

$$P(215) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 5} e^{-\frac{215-50}{5}} \approx 0,013$$

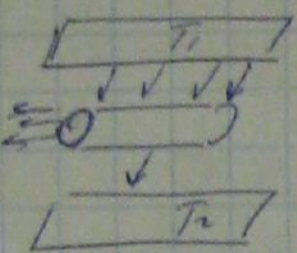
$$P(50) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot 5} e^0 \approx 0,04$$

2) Теорема Карно

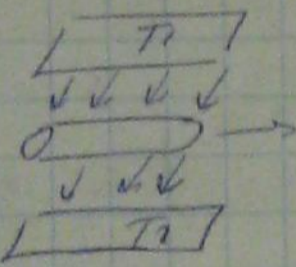
Теорема Карно

КПД тепловой машины Карно не зависит от рода ред. в.в. и конструктивных деталей осуществляемого цикла.

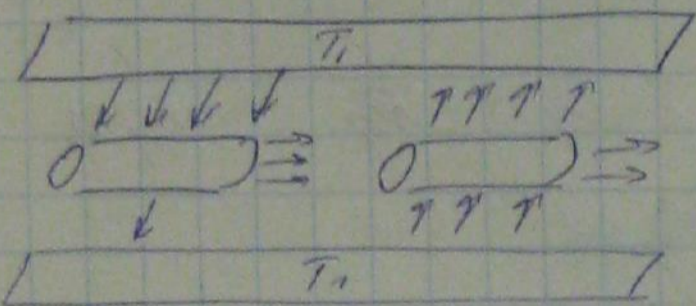
Док-во:



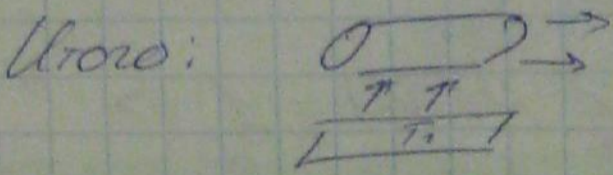
(б)



Допустим $\eta_a > \eta_b$



(Обратимая машина б)



Итого:

"Антикельвин"

Противоречие принципу Кельвина

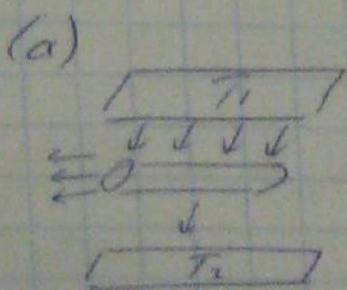
$\rightarrow \eta_a \neq \eta_b$

Статистическо: $\eta_a \neq \eta_b \Rightarrow \eta_a = \eta_b$ 47 д

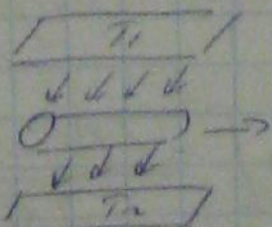
II теорема Карно

КПД необратимой тепловой машины Карно не может превзойти КПД обратной тепловой машины Карно с теми же пореводами и холодильником.

Док-во:



(б)



а - необратимая
б - обратимая

Langmuir $p > 10$

Langmuir adsorption

$$a. \frac{1}{\frac{1}{V} - \frac{1}{V_{\infty}}} = \frac{1}{\frac{1}{V_{\infty}} - \frac{1}{V_{\infty}}} \cdot a_i$$

$$b. \frac{1}{\frac{1}{V} - \frac{1}{V_{\infty}}} = \frac{1}{\frac{1}{V_{\infty}} - \frac{1}{V_{\infty}}} \cdot a_i \Rightarrow p > 10$$

Kada se menggunakan "adsorben" 45 g.

$$a_i' = a_i + 0$$

$$\frac{a_i'}{T_1} + \frac{a_i'}{T_2} = 0$$

$$a_i' = -a_i$$

$$\Rightarrow a_i' = -\frac{T_2}{T_1} a_i = -\frac{T_2}{T_1} a_i$$

$$\frac{T_1 a_i' + a_i}{T_1} = 0$$

$$\frac{a_i}{T_1} = \frac{a_i}{T_1} + 0$$

$$\frac{a_i}{a_i} = -\frac{T_2}{T_1}$$

Agar bisa diperoleh persamaan KAD

$$1 + \frac{a_i}{a_i} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

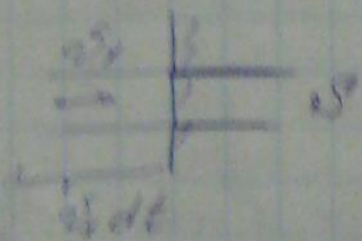
Ya

Contoh 6.

1) Analisis secara MKT secara kinetis - Mengerjakan

$$p = n k T$$

$$p = \frac{2}{3} n \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle$$



$$dP(dz) = n P(dz) dz$$

$$(dP)_{\text{min}} = \int (dP(dz)) (n P(dz) dz) / (S dz)$$

$$= \int n S dz \int \frac{1}{2} v^2 P(dz) dz =$$

$$= \frac{2}{3} n S dz \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle$$

$$\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{1}{3} \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle$$

$$\text{Dapatkan } p = \frac{(dP)_{\text{min}}}{S dz} = \frac{2}{3} n \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle$$

$$p = \frac{2}{3} n \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle$$

$$p = \left(\frac{2}{3}\right)^2 n \frac{3}{2} k T = n k T = \frac{N}{V} k T \Rightarrow$$

Secara kinetis - kinetis

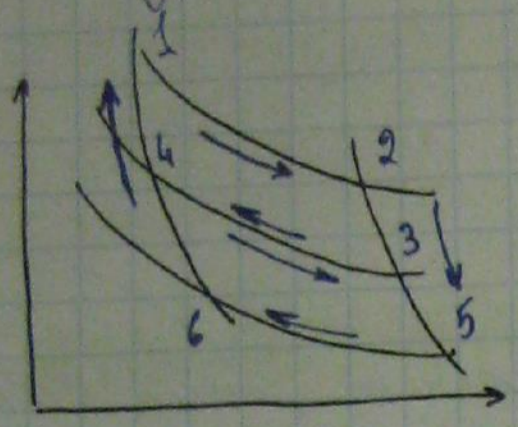
$$pV = NRT$$

2) Термодинамическая шкала температур с помощью
 идеального газа

По 2-му Кюри $\rightarrow \eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = f(t_1, t_2)$

t_1 и t_2 - температурные точки кипения и таяния
 $f(t_1, t_2)$ - универсальная функция выбранной системы темп. t_1 и t_2

По 1-му Кюри: $\frac{Q_1}{Q_2} = \varphi(t_1, t_2)$



Для 1234 и 4356:

$\frac{Q_1}{Q_2} = \varphi(t_1, t_2)$ $\frac{Q_2}{Q_3} = \varphi(t_2, t_3)$

$\Rightarrow \frac{Q_1}{Q_3} = \varphi(t_1, t_2) \cdot \varphi(t_2, t_3)$

Для 1256: $\frac{Q_1}{Q_3} = \varphi(t_1, t_3)$

$\varphi(t_1, t_2) \cdot \varphi(t_2, t_3) = \varphi(t_1, t_3) \Rightarrow \varphi(t_1, t_2) = \frac{\varphi(t_1, t_3)}{\varphi(t_2, t_3)}$

или $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\varphi(t_1, t_3)}{\varphi(t_2, t_3)}$

левая часть не зависит от $t_3 \Rightarrow \varphi(t_1, t_3) = \text{функция от } t_1 = \theta(t_1)$

$\Rightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\theta(t_1)}{\theta(t_2)}$

$\theta(t)$ - адв. термодинамическая шкала.

Возьмем 2 const темп. точки: θ_{100} и θ_{273} ; кол-во теп-ты в шкале Кюри Q_{100} и Q_{273} .

$Q_{100} - Q_{273} = 100$ (градус Кельвина)

$\frac{Q_{100}}{Q_{273}} = \frac{Q_{100}}{Q_{273}}; Q_{100} - Q_{273} = 100$

$Q_{100} \approx 243,15 \text{ K}$ $Q_{273} \approx 343,15 \text{ K}$

TD темп. идеального газа: $\frac{\Theta}{\Theta_n} = \frac{Q}{Q_n}$

! Абсолютная TD шкала температур соответствует с абсолютной шкалой идеального газа термодинамической.

$\delta Q = dU + p dV$. Все изотермы $dU = 0$

$\delta Q = p dV = RT_1 \frac{dV}{V}$

$Q_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$ $Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$

$\Rightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1 \ln(V_2/V_1)}{T_2 \ln(V_3/V_4)}$

Если $q = q/v$ и T_1, T_2 и $TV^\gamma = \text{const}$

$$\left. \begin{aligned} T_1 V_1^{\gamma-1} &= T_2 V_2^{\gamma-1} \\ T_1 V_1^{\gamma-1} &= T_2 V_2^{\gamma-1} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

$\delta Q = C_v dT + p dV = 0$ или $C_v dT + \gamma T \frac{dV}{V} = 0$ (Адиабатный)

$\Rightarrow \frac{dV}{V} = -\frac{C_v}{\gamma T} dT$

интегрируем:

$$\int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = -\int_{T_1}^{T_2} \frac{C_v}{\gamma T} dT \Rightarrow C_v \ln \frac{V_2}{V_1} = -\frac{C_v}{\gamma} \ln \frac{T_2}{T_1}$$

$$\Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$$

$$\Rightarrow \frac{T_1}{T_2} = \frac{V_2^{\gamma-1}}{V_1^{\gamma-1}}$$

получаем $\frac{T_1}{T_2} = \frac{\Theta_1}{\Theta_2}$

(Понимать, если омы ретир. точки (или ретир. точки) принимать одно и тоже значение)

$$\Rightarrow T = \Theta$$

Билет 7

1) Показатель равновесия и температура. Термометрические тела и термометрические величины. Интерполяция шкалы температуры любой термометр. Идеально-газовая шкала температуры

Возьмем паровую манометр с газом, паровую. В изолированной системе среднее количество V , находится равновесии. При этом по манометру можно характеризовать $p, V, T = \text{const. (C)}$. Примем $pVT = \text{const}$ во все моменты V .

Условие экстремума (температура) равновесия - при максимуме беспорядочности для функции $T(E_1, E^* - E_1)$ от E_1 .

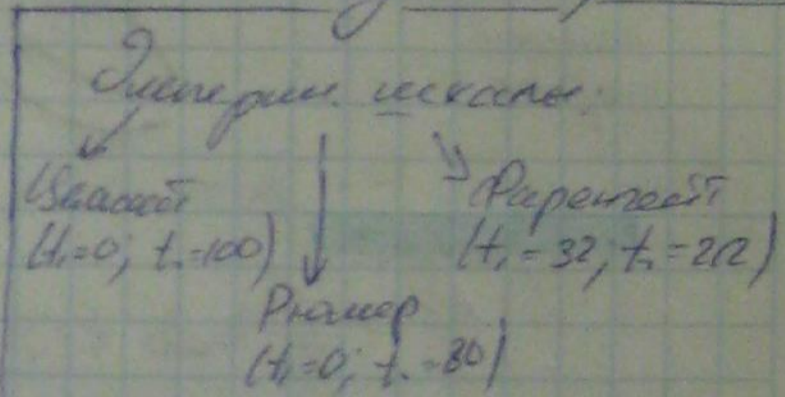
$$\frac{dT(E_1, E^* - E_1)}{dE_1} \Big|_{\text{тем. равн.}} = 0$$

$$T_1 \frac{dT_1}{dE_1} + T_2 \frac{dT_2}{dE_1}$$

$$\frac{d \ln T_1}{dE_1} = -\frac{d \ln T_2}{dE_1}$$

Вариационный принцип

$$\frac{d \ln T}{dE} = \frac{1}{kT}$$

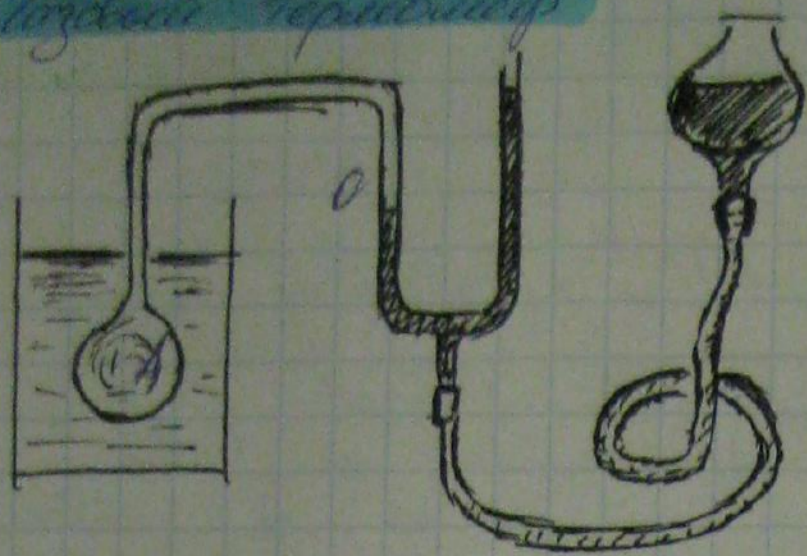


Температура - характеристика различной степени нагретости тел.

Аналогично баллистический термометр. Любая термометрическая величина, приводимая в тепловую шкалу с тем же значением температуры которого надо измерить. Физ. величина, служащая индикатором температуры, называется термометрической величиной.

Температура, измеренная по какой-либо термометру - измеренная температура, а шкала - балл. темп. шкалы

Поздний термометр



- 1) $V = \text{const}$
 p - индикатор
- 2) $p = \text{const}$
 V - индикатор

Уровень ртути в лев. коллене выше, чем в правой. Это $V = \text{const}$

Стеклянный, кварцевый или металлический баллон известного объема, заполн. ртутью и соедин. манометром при помощи капиляра. Газ - He, Ne. Давление измер. манометром, наход. при известн. темп-ре. По дов. введ. темп-ра. с учетом поправки на изм. объема баллона, давление газа и др.

Условие равновесия и макс. темп-ра. (см. стр. 51)

2) Рав-во Клаузиуса. Эксперимент как функция состояния



Произвольный обратимый процесс.

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

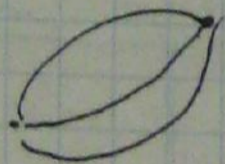
$$\frac{\Delta Q_1}{T_1} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} = 0$$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad \text{— рав-во Клаузиуса}$$

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

полный цикл

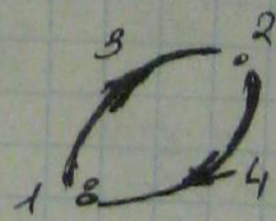
$$\frac{\delta Q}{T} = dS \quad \text{! Только для обратимых процессов}$$



$$\Rightarrow \boxed{TdS = dU + pdV} \quad \text{Средств. термодинам. тожд.$$

Эксперимент

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \Rightarrow \oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$



$$\int_{132} \frac{\delta Q}{T} + \int_{341} \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$$\int_{132} \frac{\delta Q}{T} - \int_{142} \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$$\int \frac{\delta Q}{T} = S_2 - S_1$$

$$\frac{\delta Q}{T} = dS$$

$$TdS = dU + pdV$$

Эксперимент идеального газа:

$$(pV = RT)$$

$$dS = c \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} = c \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V}$$

$$\Delta S = c \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$S \sim T, V$$

Задание 8

1) Распределение энергии по компонентам скорости.

$$dP(V_x) = \varphi(V_x) dV_x$$

$$\text{где } V_x \in [V_x, V_x + dV_x]$$

φ — это плотность вероятности.

Аналогично выстроено:

$$\rightarrow dP(V_y) = \varphi(V_y) dV_y;$$

$$dP(V_z) = \varphi(V_z) dV_z.$$

Распр. по всем скоростям статистически независимых (Максвелл, 1859)

$$dP(V_x, V_y, V_z) = \underbrace{\varphi(V_x) \varphi(V_y) \varphi(V_z)}_{f(V)} dV_x dV_y dV_z$$

$$V_x \in [V_x, V_x + dV_x]$$

$$f(V) = \varphi(V_x) \varphi(V_y) \varphi(V_z)$$

$$\ln f(V) = \ln(\varphi(V_x)) + \ln \varphi(V_y) + \ln \varphi(V_z) \quad \left| \frac{\partial}{\partial V_x} \right.$$

$$\frac{f'(V)}{f(V)} \frac{\partial V}{\partial V_x} = \frac{\varphi'(V_x)}{\varphi(V_x)}$$

$$V = \sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$$

$$\frac{dV}{dV_x} = \frac{\partial V}{\partial V_x} = \frac{V_x}{V}$$

$$\frac{1}{V} \frac{f'(V)}{f(V)} = \frac{1}{V_x} \frac{\varphi'(V_x)}{\varphi(V_x)} = -\alpha \quad (\alpha > 0)$$

Из этого от $V_y, V_z \Rightarrow$ не зависит от $V_x \Rightarrow \text{const} = -\alpha$.

$$\frac{\varphi'(V_x)}{\varphi(V_x)} = -\alpha V_x$$

$$\ln \varphi(V_x) = -\frac{\alpha}{2} V_x^2 + \ln A$$

$$\varphi(V_x) = A e^{-\frac{\alpha V_x^2}{2}}$$

Условие нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(V_x) dV_x$$

$$A \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\alpha V_x^2}{2}} dV_x = 1 \Rightarrow A \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \sqrt{\pi} = 1$$

$$\Rightarrow A = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}}$$

$$\varphi(V_x) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} e^{-\frac{\alpha V_x^2}{2}}$$

д-?

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

Блоггер example

$$\langle \frac{mv^2}{2} \rangle = \frac{3}{2} kT$$

$$p = \frac{2}{3} n \langle \frac{mv^2}{2} \rangle = \frac{2}{3} n \cdot \frac{3}{2} kT = nkT = \frac{N}{V} kT$$

$$pV = NkT = N_A \nu kT = \nu RT$$

$$V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2$$

$$\langle V_x^2 \rangle = \langle V_y^2 \rangle = \langle V_z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle V^2 \rangle = \frac{kT}{m}$$

$$\langle V_x^2 \rangle = \frac{kT}{m} = \int_{-\infty}^{\infty} V_x^2 \varphi(V_x) dV_x = \sqrt{\frac{d}{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} V_x^2 e^{-\frac{dV_x^2}{2}} dV_x =$$

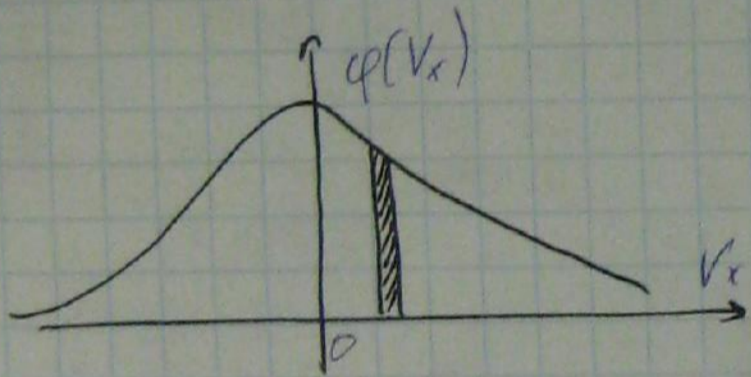
$$= \sqrt{\frac{d}{2\pi}} \left(-2 \frac{\partial}{\partial d} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{dV_x^2}{2}} dV_x \right) = \sqrt{\frac{d}{2\pi}} \cdot (-2) \frac{\partial}{\partial d} \sqrt{\frac{2\pi}{d}} =$$

$$= -2\sqrt{d} \left(-\frac{1}{2} d^{-3/2} \right) = \frac{1}{d}$$

$$\Rightarrow \boxed{d = \frac{m}{kT}}$$

$$\Rightarrow \varphi(V_x) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-\frac{mV_x^2}{2kT}}$$

другие методы
вероятности.



$$dP(V_x) = \varphi(V_x) dV_x$$

$$dN(V_x) = N \varphi(V_x) dV_x$$

$$\langle V_x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} V_x \varphi(V_x) dV_x = 0$$

2) Нерав-во Кельвина

Возможна ли с помощью
любых процессов

$$\oint \frac{\Delta Q}{T} < 0$$

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} < 0$$

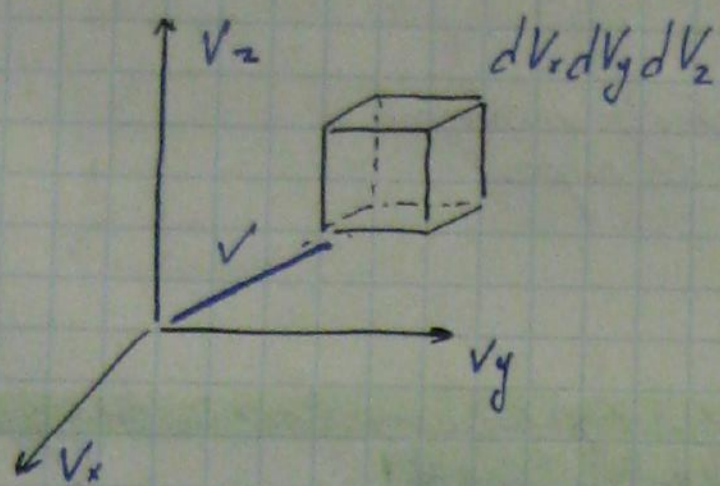


$$\frac{\Delta Q_1}{T_1} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} < 0$$

$$\oint \frac{\Delta Q}{T} \leq 0$$

1) Распр. Максвелла по скоростям. Распр. Максвелла-Больцмана

$dP(V) = F(V)dV$

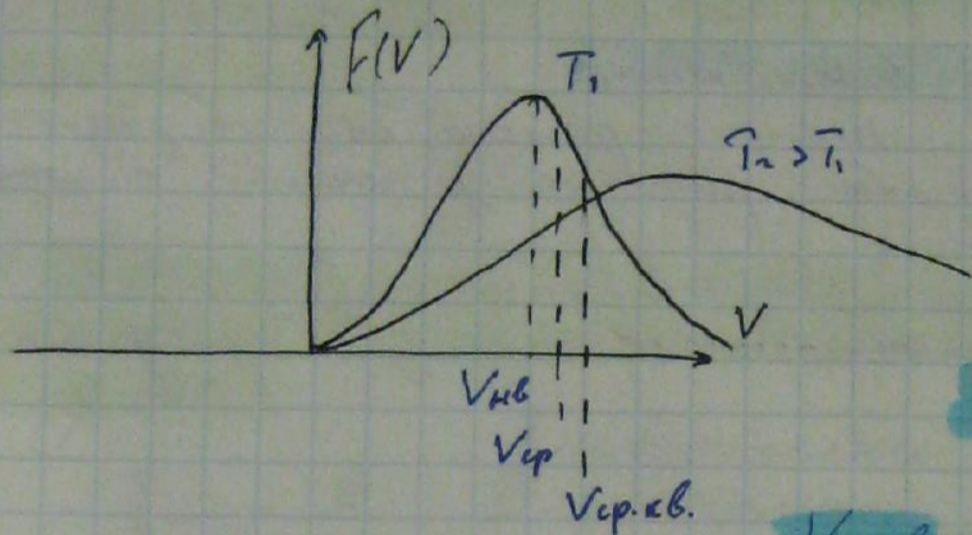


$dP(V_x, V_y, V_z) = \varphi(V_x)\varphi(V_y)\varphi(V_z) dV_x dV_y dV_z$

$= \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} e^{-\frac{m\vec{v}^2}{2kT}} dV_x dV_y dV_z$

$dP(V) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} V^2 e^{-\frac{mV^2}{2kT}} dV$

$F(V) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} V^2 e^{-\frac{mV^2}{2kT}}$



$\frac{dF(V)}{dV} = 0 \Rightarrow$

$V_{кр.б.} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$

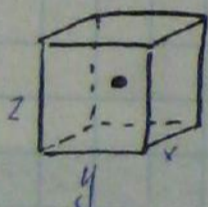
$V_{cp} = \langle V \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} V F(V) dV = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$

$V_{cp.кв.} = \langle V^2 \rangle =$

$= \int_{-\infty}^{\infty} V^2 F(V) dV = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$

Условие максвелловского распределения

$\Delta x \cdot \Delta p_x \sim h$



$x \cdot p_x \gg h$
 $y \cdot p_y \gg h$
 $z \cdot p_z \gg h$

$V \cdot p^3 \gg h^3$

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

$n \left(\frac{h}{p}\right)^3 \ll 1$

$n^{2/3} \left(\frac{h}{p}\right)^2 \ll 1$

в ср. 1 молек. в объёме

$\frac{n^{2/3} h^2}{p^2} \ll 1$

$\frac{n^{2/3} h^2}{m^2 \cdot \frac{3kT}{m}} \ll 1$

$T \gg n^{2/3} \frac{h^2}{3mk}$

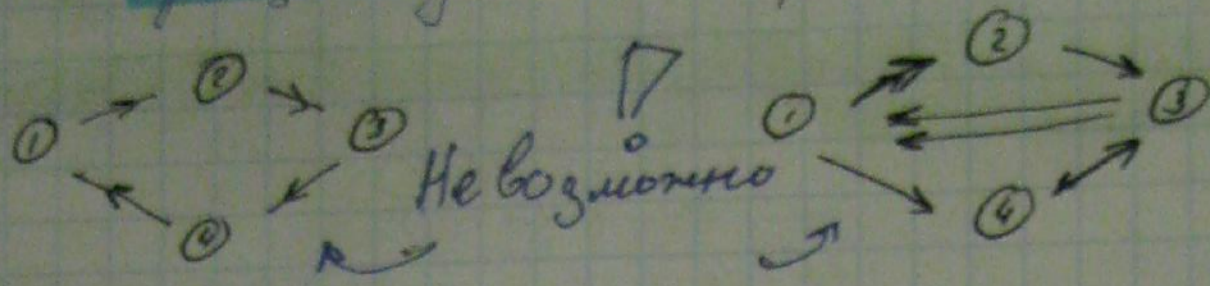
Температура распределения

Для распр. Максвелла

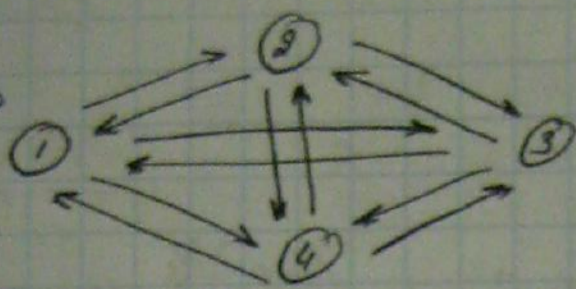
Условие применимости распр. Максвелла

- 1) Газ в равновесии.
- 2) Он изотропен
- 3) Напр. скор. равновероятны
- 4) Сила взаимод. не зависит, не зависит от коорд.
- 5) Коррелятив. сист., невант.

Процесс установления равновесия



Возможно!

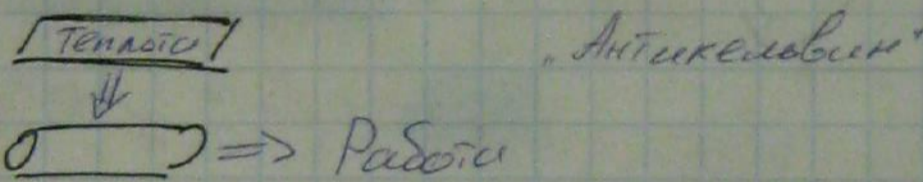


Между соседней парой

2) Второе начало термодинамики. Формулировка Клаузиуса и Томсона (Кельвина). Их эквивалентность.

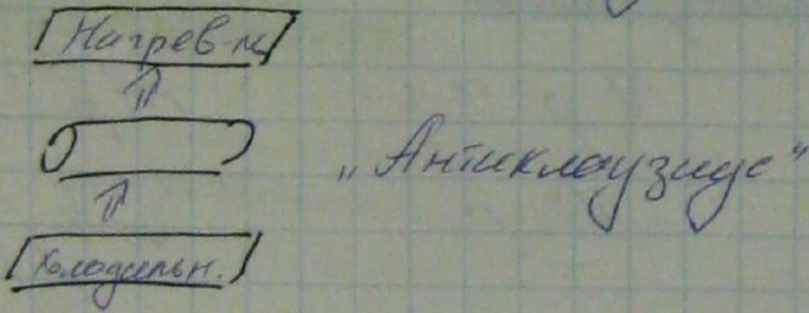
I Формулировка Томсона (Кельвина)

Невозможность циклического процесса, в результате которого было бы превращение работы в тепло с помощью лишь резервуаров.



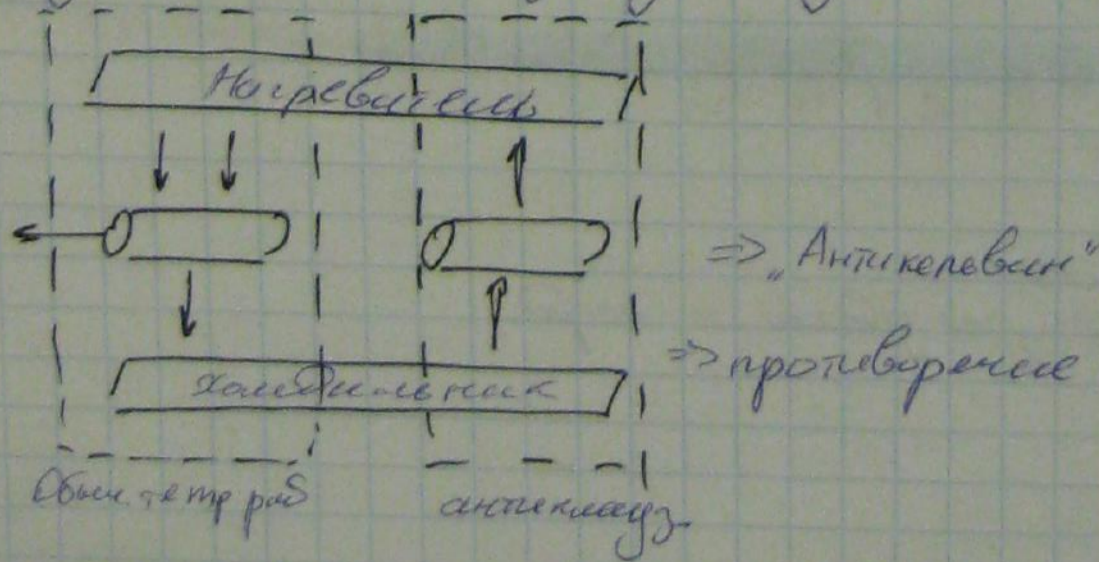
II Формулировка Клаузиуса

Невозможность циклического процесса, в результате которого было бы передача тепла от тела менее нагретого к более нагретому.



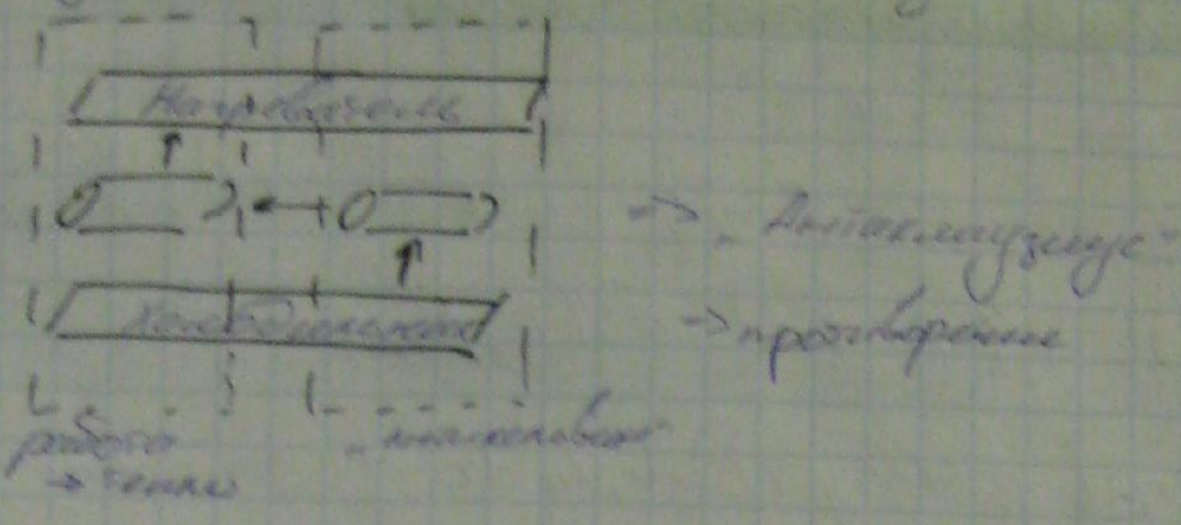
! Обе формулировки эквивалентны. Кельвин → Клаузиус.

Концепция "антиклаузиус" возможна, тогда



Круговые процессы

Процессы во стандартных условиях

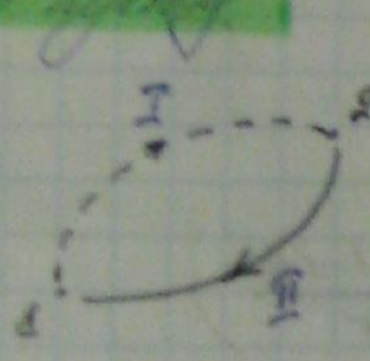


Билет 10.

1) Круговые процессы, обратные и предельные случаи

--- Билет 9 ---

2) Самое выгодное направление кругового процесса



I - нагревание
II - расширение

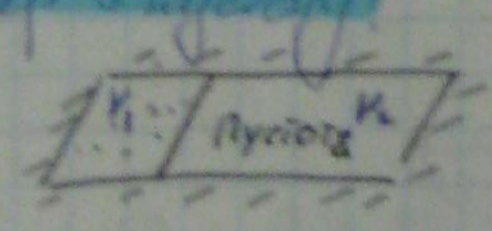
$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$$\int_I \frac{\delta Q}{T} - \int_{II} \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad S_1 - S_2 > \int \frac{\delta Q}{T}$$

Если $\delta Q = 0 \Rightarrow S_1 - S_2 > 0$

В обратном направлении процесс не может идти

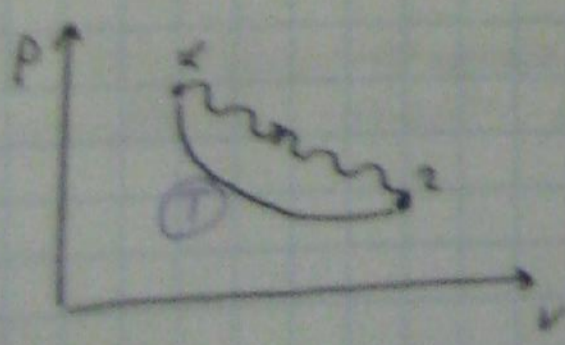
Процесс Гиббса



$\Delta A = 0$
 $\Delta R = 0$

Каждый шаг процесса:

$$dS = R \frac{dV}{V} \quad (T = const)$$



$$\Delta S = R \ln \frac{V_2 - V_1}{V_1} > 0$$

\Rightarrow процесс обратимый

1) Угловые скорости по известным нормальным скоростям.
 Прир. барометрической депрессии

Энергия частицы: $\epsilon_a = \frac{mv^2}{2} + U$

$$dP(x, y, z, p_x, p_y, p_z) = \frac{A}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \exp\left[-\beta\left(\frac{mv^2}{2} + U\right)\right] dx dy dz \cdot dp_x dp_y dp_z$$

$$dP(x, y, z, p_x, p_y, p_z) = dP_1(x, y, z) \cdot dP_2(p_x, p_y, p_z)$$

$$dP_1(x, y, z) = A_1 \exp[-\beta U(x, y, z)] dx dy dz \rightarrow \text{барометрическая}$$

$$dP_2(p_x, p_y, p_z) = A_2 \exp\left(-\beta \frac{mv^2}{2}\right) dp_x dp_y dp_z \rightarrow \text{Максвелл}$$

Максвелл

$$dn(x, y, z) = A_1 n \exp[-U(x, y, z) / kT] dx dy dz$$

Норму:

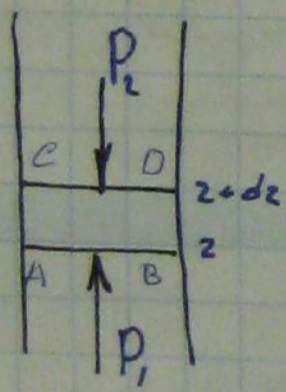
$$\int_V dn = A_1 n \int_V \exp[-U(x, y, z) / kT] dx dy dz = n$$

$$\Rightarrow \frac{1}{A_1} = \int_V \exp\left[-\frac{U(x, y, z)}{kT}\right] dx dy dz$$

$$\frac{dn}{n dx dy dz} = A_1 \exp\left[-\frac{U(x, y, z)}{kT}\right]$$

$$n(x, y, z) = n_0(x_0, y_0, z_0) \exp\left(\frac{-U(x, y, z) - U_0}{kT}\right)$$

Барометрическая формула



Сила тяжести, вверх = 1

Без учета $nmg dz$ газ не будет удерживаться.

$$P_1 - P_2 = - \frac{dP}{dz} dz$$

$$\Rightarrow \frac{dP}{dz} = -nmg$$

$$P = nkT; T = \text{const} \Rightarrow kT \frac{dn}{dz} = -nmg$$

$$kT d \ln n = -mg dz$$

$$kT d \ln n = -m(g dz)$$

$$kT d \ln n = -d\epsilon_p$$

$$\Rightarrow n = n_0 \exp\left(-\frac{\epsilon_p}{kT}\right)$$

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{Mgz}{RT}\right) - \text{барометрическая формула}$$

2) Микро- и макросостояния системы. Термодинамическая вероятность. Выходит трактовка энтропии. Р. Лоу формулирует

Макросостояние - это состояние, задаваемое значениями всех случайных величин для всех частей системы, что соответствует наиболее подробному описанию системы.

Макросостояние - сост. системы, описанное с помощью макроскопич. параметров, ее же как параметр - макроскопич.

Термодинамическая вероятность макросостояния $\Gamma(m, n)$ - число микросостояний, которыми оно осуществляется.

$$S = f(\Gamma) \quad \Gamma = \frac{\Omega}{\Gamma_0}$$

Вид ф-ции $f(\Gamma)$

(1.52) $S_{1,2} = S_1 + S_2$
 $f(\Gamma_{1,2}) \quad f(\Gamma_1) \quad f(\Gamma_2)$

$\Gamma_{1,2} = \Gamma_1 \cdot \Gamma_2$ - независимые сост.

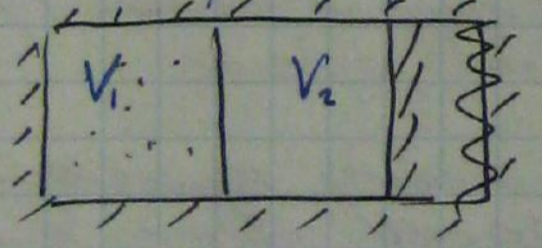
$$f(\Gamma_1 \cdot \Gamma_2) = f(\Gamma_1) + f(\Gamma_2)$$

Доказка $f(\Gamma) = B \ln \Gamma$

$$S = B \ln \Gamma = C \ln \Gamma$$

C - ?

Пример: газ в пустоте:



$$\Delta S = C \ln \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} = C \ln \frac{2^N}{1} = CN \ln 2$$

С другой стороны:

$$\Delta S = \frac{\mu}{T} R \ln \frac{2^N}{1} = \left(\frac{\mu}{T} k N \right) \ln 2 =$$

$$= k N \ln 2$$

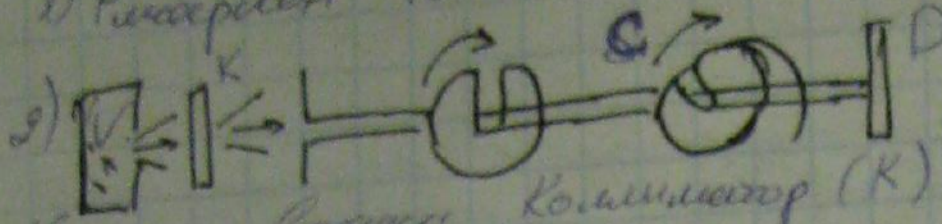
$$\Rightarrow C = k (!)$$

$$S = k \ln \Gamma \quad \text{ф-ла Больцмана}$$

Статистическая теория Больцмана = конкретизация теории гамильтоновой механики вселенной $S = k \log \Omega$

1) Система подвешенных распределенных массовых элементов и балансов

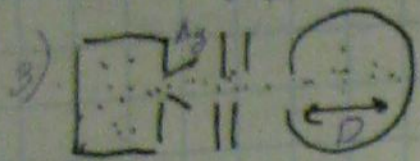
1) Рихардсон 1921 г. По известной гранич. скорости v и ω



Важна V и ω в состоянии равновесия. Простая система балансов $\Delta U = \Delta Q - \Delta W$

Но при $v = \frac{v_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ перед малыми v или $\frac{v}{c} \ll 1$

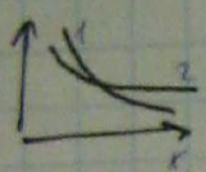
Коммутатор (K) и посылка энергии вращающейся системы. В конце детектор. $\Delta t = \frac{v}{\omega} \Rightarrow \Delta s = \frac{v}{\omega} \cdot \frac{v}{\omega}$



На протон, D зрение, концы. $v = \omega R \frac{p}{\omega} = \frac{D^2 \omega}{2v}$

Балансы:

1) Опыт Переноса (Мин. изм. частота) в пед. $\approx p$. v и ω $U(h) = \tau(p - p_0)gh$



Распр. дельта Δp по $(h) = p_0(v) \exp[-\tau(p - p_0)gh/\tau]$ Δp сверху, Δh

2) Зависимость поляризации поляризованных диалектриков от температуры.

$P = |q| \bar{l}$ - момент диполя. (l - вектор от "-" до "+") Пот. эн. диполя $U = -pE$

В проекции $U = -qEl \cos \varphi = -pE \cos \varphi$ Распр. $n(\varphi) = n_0 \exp[-\frac{pE \cos \varphi}{kT}]$

3) Фазы без-взаим. фазовые переходы I и II рода. Метарексия и конденсация. Углы Кюри-перехода - Кюри-углы.

Фаза - это однородное по хим. составу и ТД параметрам (p, T , симметрия, теплопроводность и др.), находящееся в равновесии с соседними частями системы, отделенная от других частей (фаз с другими фаз. св-вами) четкой границей или по разрыву.

Фазовый переход - кооператив. переход между различными метарексиями. состоящими из фазовых элементов, содержит большое (макроскоп.) число частиц.

I род (Хим. потенциал (потенс. Гиббса на 1 моль в ω) непрерывно) ΔH , ΔS , ΔV - скачкообраз. изм.

$$dZ = -SdT + Vdp \quad \left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p = -S, \quad \left(\frac{\partial Z}{\partial p}\right)_T = V$$

$$Z = Z(T, p)$$

$$\Delta S \neq 0 \Rightarrow T_0 \Delta S \neq 0 \Rightarrow \Delta Q \neq 0$$

$$\Delta V \neq 0 \Rightarrow \Delta p \neq 0$$

Смешивание

$$S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T, \quad \Delta V = V_2 - V_1 = \left(\frac{\partial G_2}{\partial p} - \frac{\partial G_1}{\partial p}\right)_T$$

$$\Delta S = S_2 - S_1 = -\left(\frac{\partial G_2}{\partial T} - \frac{\partial G_1}{\partial T}\right)_p$$

$$\frac{\partial G}{\partial T} = - \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P = - \frac{C_p}{T}$$

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

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

Т.к. при $\Delta V = \Delta S = \text{константа}$

и $dT \rightarrow 0$ и $dp \rightarrow 0$, то

в точке минимума Π имеем
 $(\rightarrow \text{и } C_p, \text{ и } \chi_T, \text{ и } \Delta p) \rightarrow \infty$

Пример $\Delta H, \Delta S, \Delta V$ при реперобро (при реверсивном) при $\mu_1 = \mu_2$ в точке минимума

H, S, V при реперобро

$$dZ = -SdT + Vdp$$

$$\frac{\partial Z}{\partial T} = - \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P = - \frac{1}{T} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P = - \frac{C_p}{T}$$

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

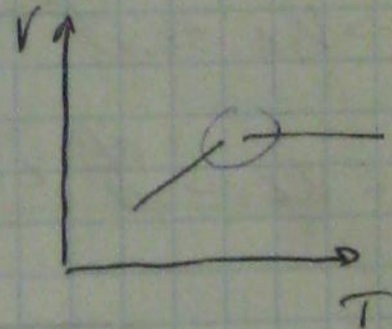
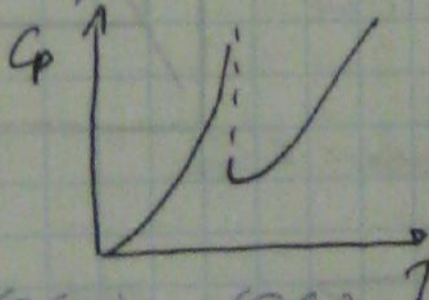
где $\chi_T = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T$ - коэффициент расширения

$$\frac{\partial Z}{\partial p} = \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = \Delta p V$$

где $\Delta p = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P$ коэффициент расширения

- $\Delta C_p \neq 0$
- $\Delta \chi_T \neq 0$
- $\Delta \Delta p \neq 0$

"Реперобро 2-го рода"



$$\Delta S = \Delta \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{\partial G_1}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial G_2}{\partial T} \right)_P = 0$$

$$\Delta V = \Delta \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T = \left(\frac{\partial G_2}{\partial p} \right)_T - \left(\frac{\partial G_1}{\partial p} \right)_T = 0$$

$$\left(\frac{\partial G_2}{\partial T} \right)_P - \left(\frac{\partial G_1}{\partial T} \right)_P = \Delta \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_P = \Delta \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P = - \frac{1}{2} (C_{p2} - C_{p1})$$

$$\left(\frac{\partial G_2}{\partial p} \right)_T - \left(\frac{\partial G_1}{\partial p} \right)_T = \Delta \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_T = \Delta \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = -V \Delta \chi_T$$

$$\left(\frac{\partial G_2}{\partial p} \right)_P - \left(\frac{\partial G_1}{\partial p} \right)_P = \Delta \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_P = \Delta \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_P = V \Delta \Delta p$$

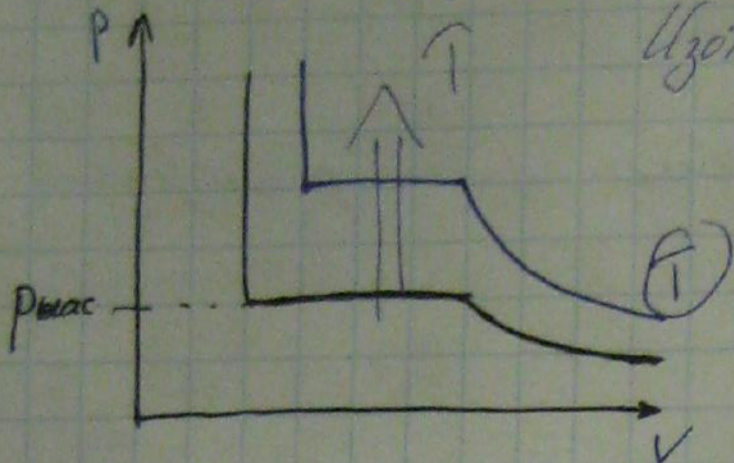
Кинетика - наука о скорости и механизме (T) и природе течения

Кинетика - процесс, описывающий преобразование

Уравнение Клапейрона-Клаузиуса

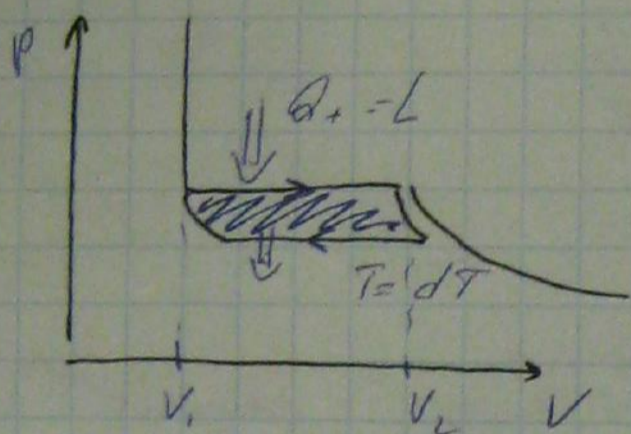
(для фаз переход 1 рода)

Есть скрыт тепл. перен.



Изотерма реального газа.

$$\frac{dP}{dT} = ?$$



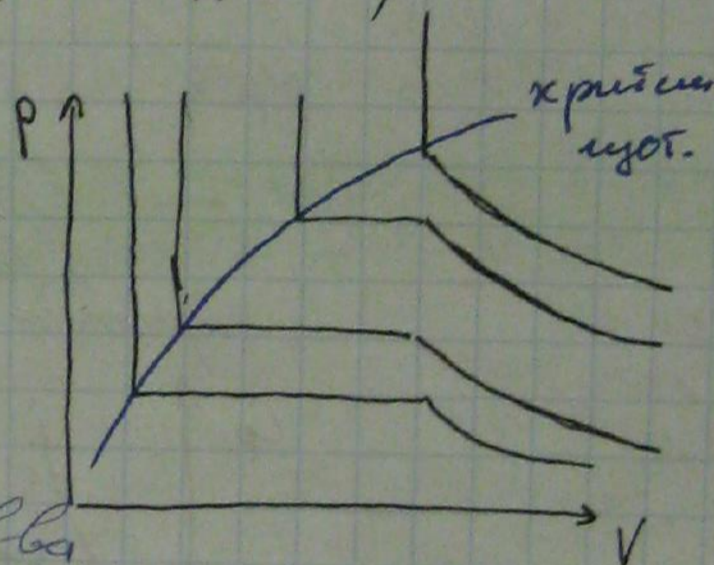
$$\delta A = dP(V_2 - V_1)$$

$$\eta = \frac{\delta A}{Q_+} = dP \frac{(V_2 - V_1)}{L}$$

$$= 1 - \frac{T - dT}{T} = \frac{dT}{T}$$

$$\Rightarrow \frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(V_2 - V_1)}$$

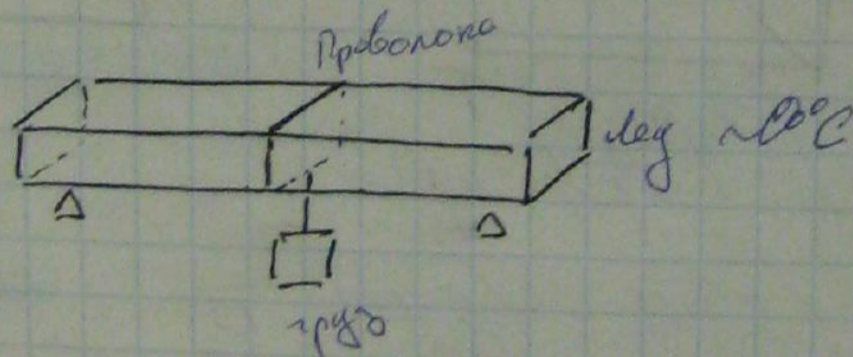
V_2 - молер. объем газа
 V_1 - молер. объем жидк.
 L - молер. теплоты испар.



$V_{ж} > V_{г} \Rightarrow \frac{dP}{dT} > 0$ - Норм. пла

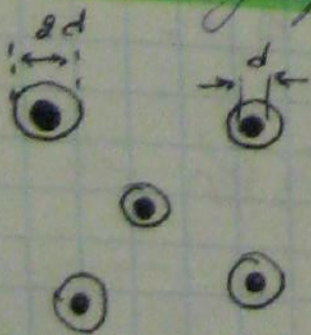
$V_{ж} < V_{г} \Rightarrow \frac{dP}{dT} < 0$ - Аном. пла. в пла

~ Опыт



Билет 13

1) Столкновение молекул в газе. Длина свободного пробега - это средняя длина свободного пробега молекул.



Эффективный радиус столкновения

$$\sigma_0 = \pi d^2 \sqrt{2}$$

Три диаметра всех молекул

$$dP = \sigma_0 n_0 dx$$

$$P \text{ на Сазерленда } d_T = d \sqrt{1 + \frac{40}{RT}}$$

Средняя длина свободного пробега

Температура мед, при прохожд. которой столкнов. происходят с вероятностью = 1.

$$l = \frac{l}{\sigma_0 n_0} = \frac{1}{\sqrt{2} f d^2 n_0}$$

Время свободного пробега

$$\tau = \frac{l}{\langle v \rangle} = \frac{l}{\sqrt{2} n d^2 n_0 \langle v \rangle}$$

где $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$

Частота столкновений $\langle \bar{\omega} \rangle = \frac{1}{\tau} = \sqrt{2} n d^2 n_0 \langle v \rangle$

$$\langle \omega \rangle = \frac{\langle v \rangle}{l} = \sigma_0 n_0 \langle v \rangle$$

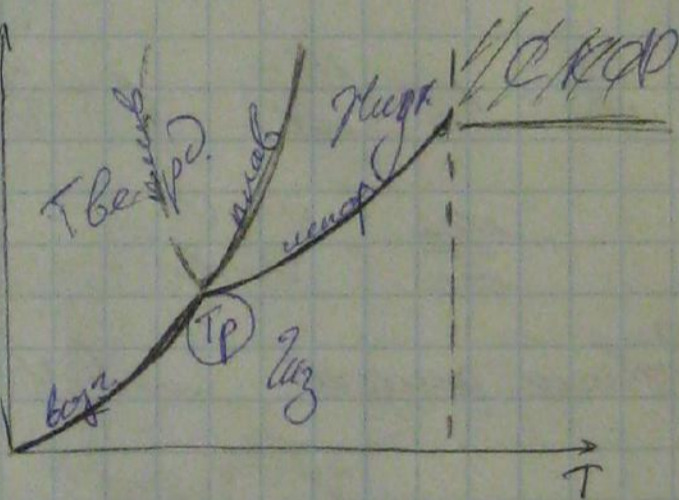
2) Плавление и кристаллизация. Возгонка. Разные температуры. Тройная точка.

Плавление - переход из твердого в жидкое состояние.

Кристаллизация - из жидкого в твердое.

Возгонка - из твердого в газ.

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(K-V)}$$



Билет 14

1) Рассеяние маломольных пучков в газе при свободном пробеге молекул в ондах по процессам.

$$dP = \frac{\sigma_0 n_0 S dx}{S} = \sigma_0 n_0 dx \quad \text{В малом. сеч. } dx: n_0 S dx = n_0 dx (S=1)$$

$$\text{Угол. рассеяния потока } dI = I dP = I \sigma_0 n_0 dx = -\frac{dx}{l} \cdot I \Rightarrow I = I_0 \exp\left[-\frac{x}{l}\right]$$

l - коэф. рассеяния

или: Если N_0 - число молекул, прол. через S_0 , то число прол. сеч. с длиной x : $N = N_0 e^{-x/l}$
Тогда $dN = -\frac{x}{l} N_0 e^{-x/l} dx$

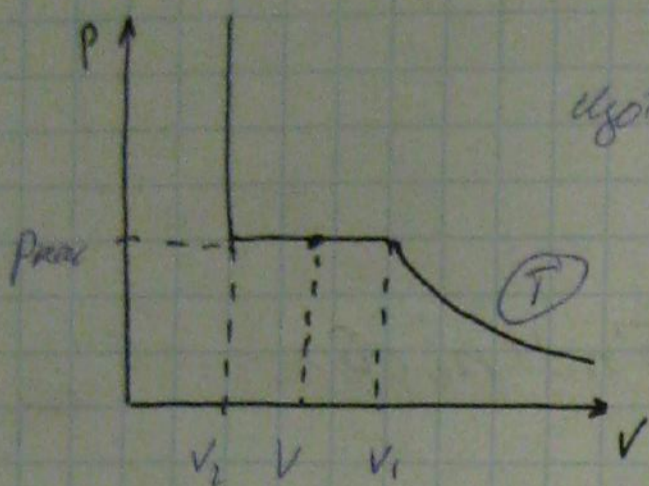
Сред. путь, прол. сеч.: $\bar{x} = \frac{1}{N_0} \int x dN = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty x N_0 e^{-x/l} dx = l$
свобод. пробег с длин. l

М. Бортом и Е. Борман в 1921 г. На пути пучка атомов водорода поместили 4 каскадных диска с отверстиями на кажд. Диск был сделан в виде с верш. на ос. свободные

N_1, N_2, N_3, N_4 - число атомов каждого из тел. все классическое.

Тогда $\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{x_2 - x_1}{\lambda}}$; $e = \ln \frac{N_1}{N_2}$ и т.д.

2) Найти минимальное количество энергии, затраченной на нагревание газа. Процесс Бар-гип-Бар-гип.



используя равенство работы

$$V = V_{max} = V_1$$

$$p_{max} V_{max} + p_{min} V_{min} = M$$

$$\frac{dM}{dV} V_{max} = \frac{dM}{dV} (V - V_{min}) = M$$

$$V_{max} \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right) = 1 - \frac{V}{V_1}$$

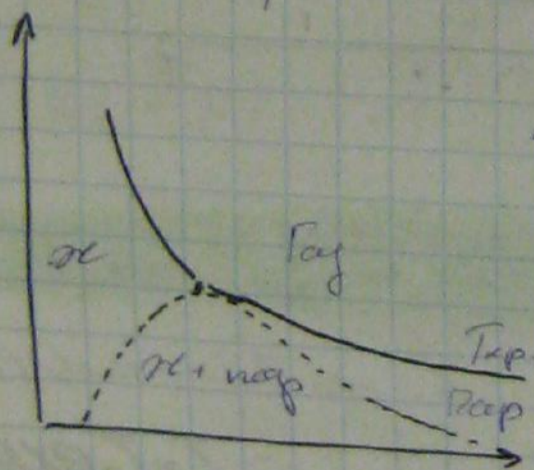
$$\frac{p_{max} V_{max}}{p_{min} V_2} = \frac{V_1 - V}{V_1 - V_2}$$

$$\frac{m_{max}}{M} = \frac{V_1 - V}{V_1 - V_2}$$

$$\frac{m_{min}}{M} = 1 - \frac{m_{max}}{M} = 1 - \frac{V_1 - V}{V_1 - V_2} = \frac{V - V_2}{V_1 - V_2}$$

$$\frac{m_{max}}{m_{min}} = \frac{V_1 - V}{V - V_2}$$

Процессо процессор: $m_{min} (V - V_2) = m_{max} (V_1 - V)$



Используя формулу Топкин

При $T > T_{ог}$ при изменении температуры \rightarrow в.м. работы.

Учитывая что...

$$p(V-b) = RT$$

2R

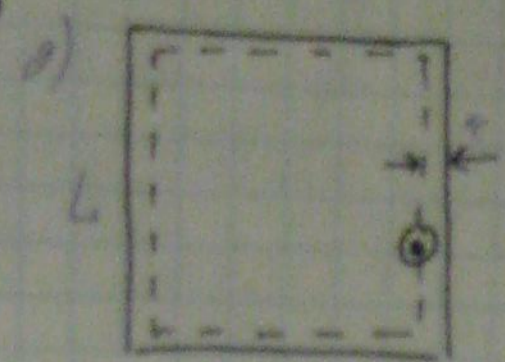
Выводим что канонический вид уравнения состояния

$$b = \frac{N_A}{3} \cdot \frac{4}{3} \pi (2r)^3 = 4 N_A \frac{4}{3} \pi r^3 = 4 N_A V_0$$

V_0 - объем молекулы - шарика.

1. $p \rightarrow V \rightarrow B$

$V_{\text{upad}} \approx 1,35 \text{ N.V.} = 0,3348$



$V_{\text{upad}} \approx 1,35 \text{ N.V.} = 0,3348$

Reaksi $6 \times 10^8 \text{ g} / 10^4 \text{ m}^3 \text{ dan } 20 \text{ bar}$

Jenis gas \rightarrow gas ideal

$$p(V-b) = RT$$

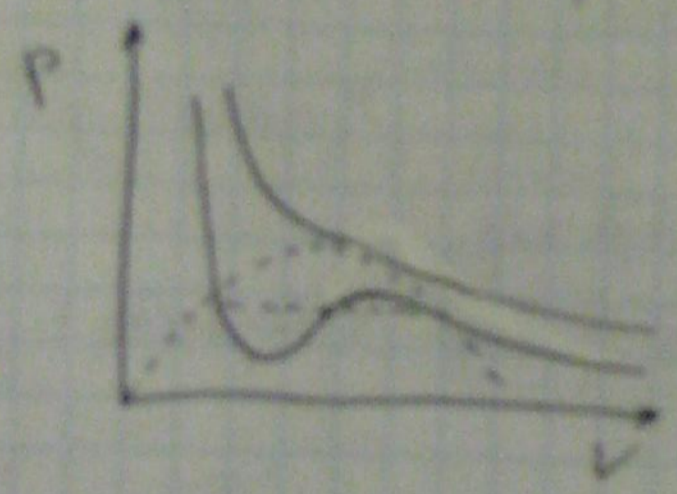
$$p = \frac{RT}{V-b} = \frac{RT}{V} + \frac{RTb}{V^2}$$

$$\Delta p = \frac{RTb}{V^2}$$

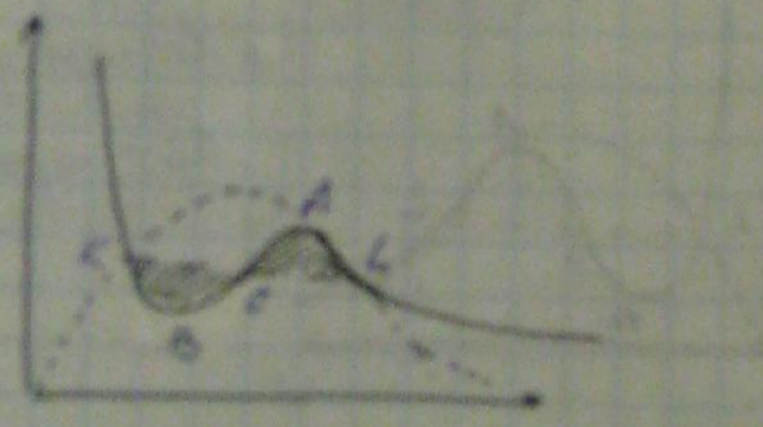
$$(p - \frac{RT}{V})(V-b) = RT$$

~~Gas van der Waals~~ $(p - \frac{a}{V^2})(V-b) = RT$

~~Gas van der Waals~~



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



Langmuir BET - kuantitas adsorpsi

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{-1} = 0 \quad \int \frac{dV}{V} = 0$$

$$T \cdot \text{const} \rightarrow \left. \begin{array}{l} \int \frac{dV}{V} = 0 \\ \int dV = 0 \end{array} \right\} \int p dV = 0$$

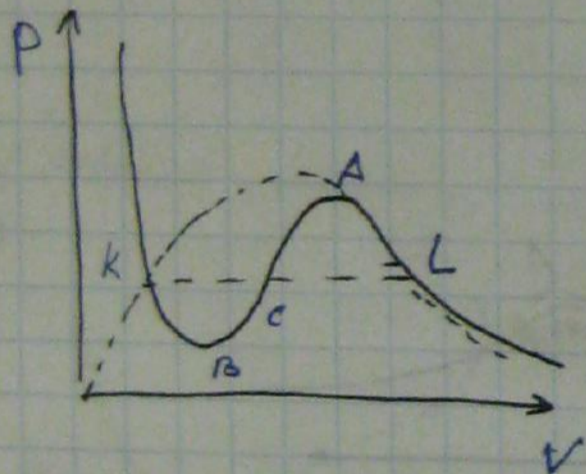
\rightarrow Sama - Sama (tidak ada perubahan entalpi)

1) Получение метастабильных состояний в жидкостях при кипении

2) Реальные газы. Утечки реальных газов. Область дробных состояний. Метастабильные состояния (перегретая жидкость, переохлажденный пар).

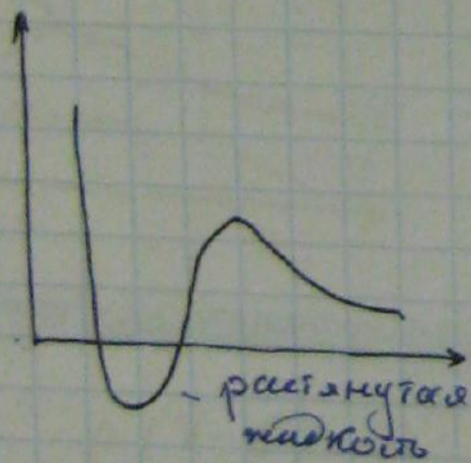
— " — " —

Метастабильные состояния



KB - перегретая жидкость

AL - переохлажденный (пересыщенный) пар (газ)



бшмет 16

1) Теорема о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы. Пример ее применения

q_1, q_2, \dots, q_f - координаты.

$\vec{r}_i = \vec{r}_i(q_1, q_2, \dots, q_f)$ f-много степеней свободы.
 $i = 1, 2, \dots, N$

$\vec{v}_i = \dot{\vec{r}}_i = \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_1} \dot{q}_1 + \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_2} \dot{q}_2 + \dots + \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_f} \dot{q}_f$

$E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i v_i^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^f a_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^f a_i \dot{q}_i^2$

В соот. тепл. равнов. на кажд ст. свободы ^{средняя кин. эн. на 1 ст. св.} молекул приходится одна и та же величина $\frac{1}{2} kT$

$\langle \frac{m v^2}{2} \rangle = \langle \frac{k x^2}{2} \rangle$

Если какое-либо соотв. а-н системы $\sim v^2$ или $\sim x^2, \omega$ на эту соотв. в среднем $\frac{1}{2} kT$
_{свободн.} или _{свободн.}

$\nu_{\text{поступ}} = 3$

$\nu_{\text{вращ}} = \begin{cases} 2 - \text{мол. молек.} \\ 3 - \text{касат. молек.} \end{cases}$

$\nu_{\text{колеб}} = \begin{cases} 3N_{\text{атомов}} - 5, \text{ моль. м-ри} \\ 3N_{\text{а}} - 6, \text{ не моль. м-ри} \end{cases}$

Степени свободы.

Примеры:

2) Кривая парциального давления Ван-Дер-Ваальса

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

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

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

$(V - V_{кр})^3 = 0$

$$V^3 - 3V_{кр} V^2 + 3V_{кр}^2 V - V_{кр}^3 = 0$$



$$\begin{cases} \frac{RT_{кр}}{\rho_{кр}} + b = 3V_{кр} & (1) \\ \frac{a}{\rho_{кр}} = 3V_{кр}^2 & (2) \\ \frac{ab}{\rho_{кр}} = V_{кр}^3 & (3) \end{cases}$$

$$(3)/(2) \Rightarrow V_{кр} = 3b$$

$$(2) \Rightarrow \rho_{кр} = \frac{a}{24b^2}$$

$$(1) \Rightarrow T_{кр} = \frac{8ab}{24b^2 R} = \frac{8a}{24Rb}$$

Критический коэффициент $k_{кр} = \frac{RT_{кр}}{\rho_{кр} V_{кр}} = \frac{8}{3} \approx 2,64$

Билет 17

1) Броуновское движение. Ф-ла Эйнштейна.

Броуновское движение - хаотич. тепловое движение взвешенной в жидкости или газе броуновской частицы под действием ударов молекул окр. среды (бр. час. по руде. → час. среды)

$$D = kTb$$

$$\langle x^2 \rangle = 2Tkb t$$

$$-D \frac{dn}{dr} + bFn = 0$$

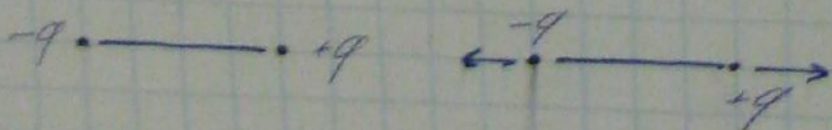
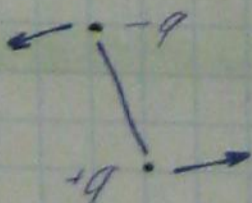
$$(n = n_0 \exp(\frac{F_r}{kT})) \quad \psi = bF$$

2) Сила межмолекулярного взаимодействия. Потенциал Леннард-Джонса.
Сила притяжения.

1) Дипольно-ориентационные

$$-q \cdot \vec{e} \cdot +q$$

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



2) Индукционное

$$\Delta p_i = \sqrt{E_{i2}}$$

d - толщина

E - напря-то

$$\Delta p_i = \sqrt{E_{i2}} \text{ - для сплошной пластины}$$

3) Дисперсионное

$$\Phi_{\text{прис}} = -\frac{M}{\epsilon^2}; M = \text{const}$$

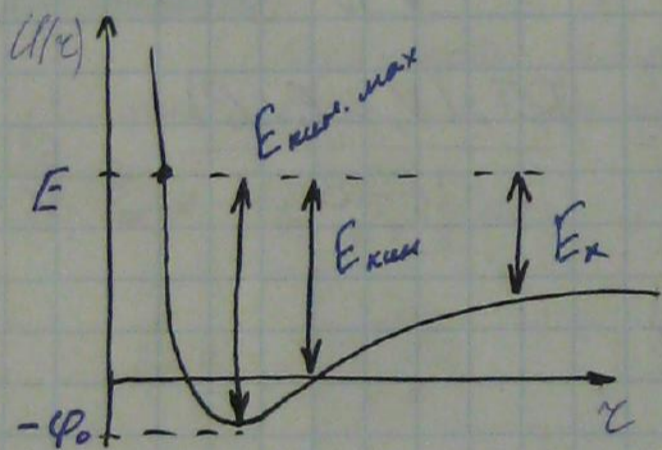
Силы отталкивающие:

$$\Phi_{\text{отт}} = \frac{N}{\epsilon^{1/2}}; N = \text{const}$$

$$U(\epsilon) = \Phi_{\text{прис}} + \Phi_{\text{отт}}$$

Потенциал Леннард-Джонса

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



Билет 18

1) Опыт Перрен по опр. числа Авогадро

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right)$$

Если известна n измерена z \leftarrow известна $k \Rightarrow N_A =$

$\rho_m \approx \rho_{жидк}$

$$n = n_0 \exp\left[-\frac{(m - m_m)gz}{kT}\right]$$

$E_p = (m - m_m)gz$ - за вытесн. n_0 в воде.

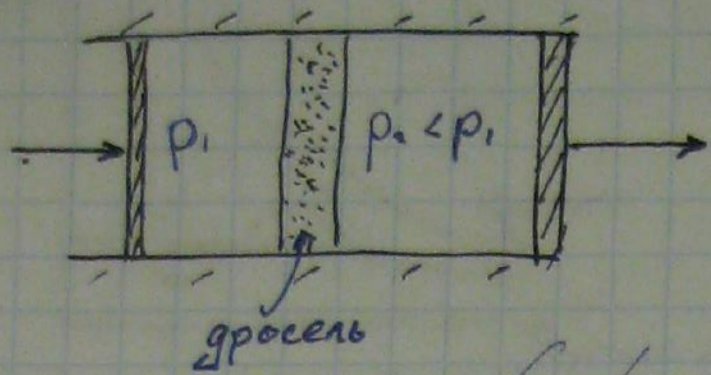
m_m - масса жидк., вытесн. жидк. м.

Если изв. n_1 и n_2 на z_1 и z_2 , то:

$$k = \frac{(m - m_m)(z_2 - z_1)g}{T \ln n_1/n_2}$$

уменьшит и масса

2) Эффект Джоуля-Томсона. Температура инверсии.

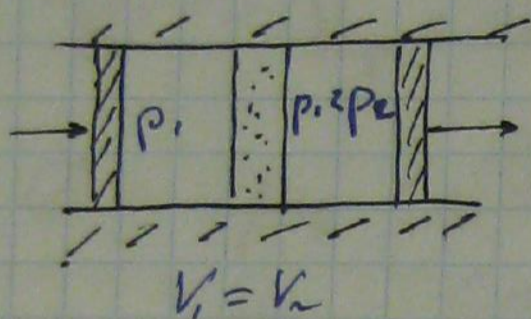


Уменьшение температуры газа при его адиабатическом расширении (дроселировании) от одного постоянного давления к другому (реальный газ).

для $|p_1 - p_2| \ll 1$

$\Rightarrow \mu = \frac{\Delta T}{\Delta p}$ - дифференциальный эффект.

$\Delta p \Rightarrow \Delta T$ - интегральный эффект.



Узкогорлооческий процесс.

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

$U_1 + p_1 V_1 = U_2 + p_2 V_2$

Для газа после расщипления газ идеальности:

$U_1 = c_v T_1 - \frac{a}{V_1}$
 $U_2 = c_v T_2$

$U_{noir} = \int_V^{\infty} \left(-\frac{a}{V^2}\right) dV = \frac{a}{V} \Big|_V^{\infty} = -\frac{a}{V}$

$p_1 V_1 = \left(\frac{RT_1}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1^2}\right) V_1 = \frac{RT_1 (V_1 - b + b)}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1} =$
 $= RT_1 + \frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1}$

$p_2 V_2 = RT_2$

$c_v T_1 - \frac{a}{V_1} + RT_1 + \frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1} = c_v T_2 + RT_2$

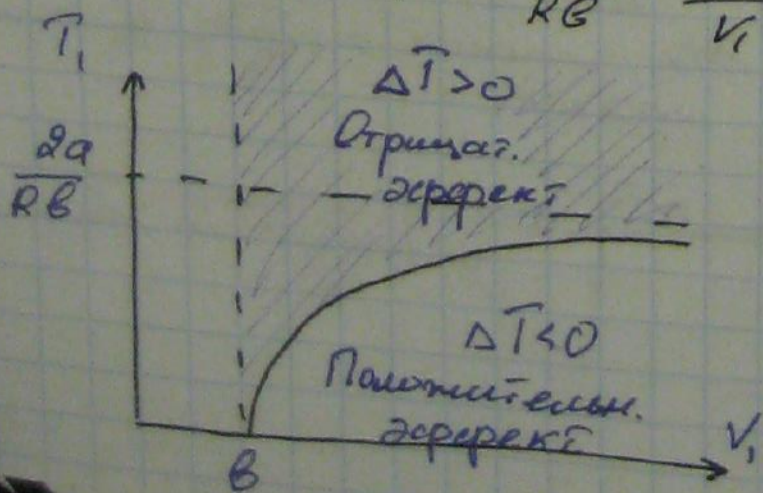
$(c_v + R) T_1 + \frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1} = (c_v + R) T_2$

$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{1}{c_v + R} \left(\frac{RT_1 b}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1} \right)$

$\Delta T = 0 \Rightarrow \frac{RT_1 b}{V_1 - b} = \frac{2a}{V_1} \Rightarrow T_1 = \frac{2a}{Rb} \cdot \frac{V_1 - b}{V_1}$

$T_i = \frac{2a}{Rb} \cdot \frac{V_1 - b}{V_1}$

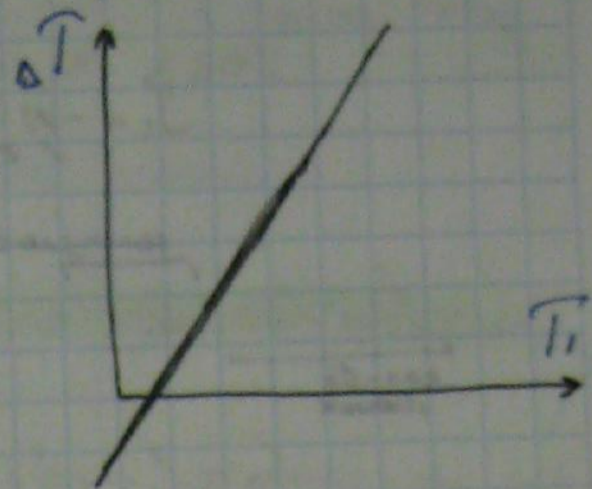
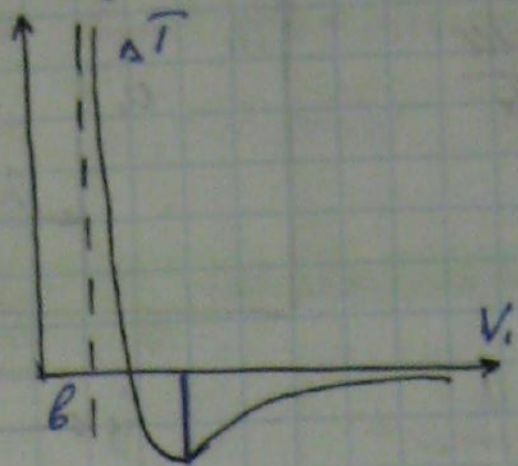
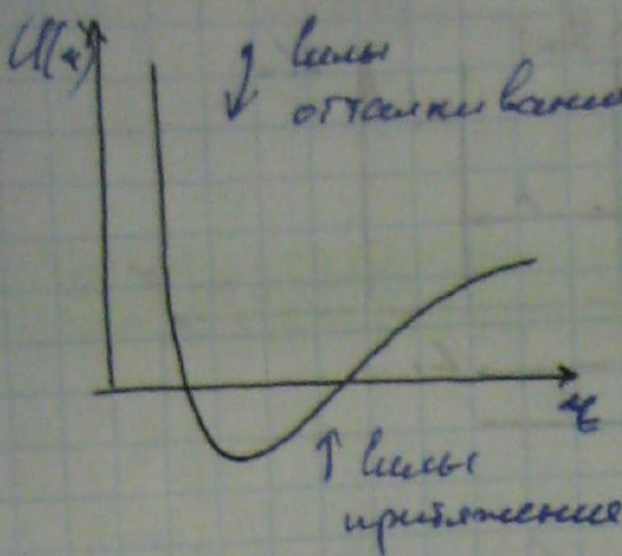
Кривая, разд " + " и " - " эффект.



$$T = \frac{\Delta T}{R\theta}$$

температура извержения

(Max воле для изм. знака)



Билет 19

- 1) Движение переноса. Диффузия; з-н Фика. Вязр. граница; з-н Ньютона-Стокса. Температурность; з-н Фурье.

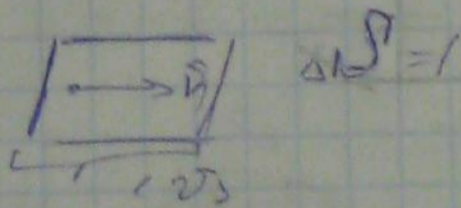
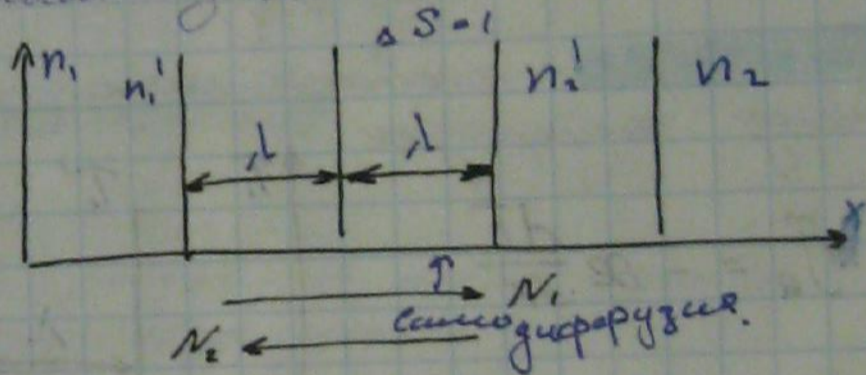
Диффузия - процесс проникновения в контакт в-в друг в друга.

З-н Фика:

Плотность потока диффузного в-ва при градиенту n этого в-ва с отрицательными знаками.

$$J_N = -D \frac{dn}{dx} \Big|_m$$

$$J_M = -D \frac{dp}{dx}$$



$$N_1 = \frac{1}{6} n_1' \langle v \rangle$$

$$N_2 = \frac{1}{6} n_2' \langle v \rangle$$

$$J_N = N_1 - N_2 = \frac{1}{6} \langle v \rangle \frac{(n_1' - n_2')}{-\frac{dn}{dx} \cdot 2\lambda} = -\frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \frac{dn}{dx}$$

$$D = \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle$$

Допущения: 1) $\frac{1}{6}$ шаг $\xrightarrow{v} x$ 2) только соудар на λ

Замечания:

- 1) $\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \sigma n} \Rightarrow D \sim \frac{1}{p}$
- 2) т.к. $\langle v \rangle \sim \sqrt{T} \Rightarrow D \sim \sqrt{T}$
- 3) Самодиффузия!

II. Вязкость - возникновение скорости течения

З-н Ньютона-Стокса - мед. потока в-ва непрерывно прот. сред. с-во τ_{xy}

$$\tau_{xy} = -\eta \frac{du}{dx}$$

интеграл

$$L_1 = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \cdot m u_1'$$

кол-во слоев

$$L_2 = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \cdot m u_2'$$

$$\tau_{xy} = L_1 - L_2 = \frac{1}{6} n m \langle v \rangle \frac{(u_1' - u_2')}{-\frac{du}{dx} \Delta x} = -\frac{1}{3} \frac{n m \langle v \rangle \lambda}{\rho} \frac{du}{dx}$$

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \lambda \langle v \rangle$$

Замечания:

1) $\rho \propto n$; $\lambda \propto \frac{1}{n} \Rightarrow \eta$ не зависит от ρ

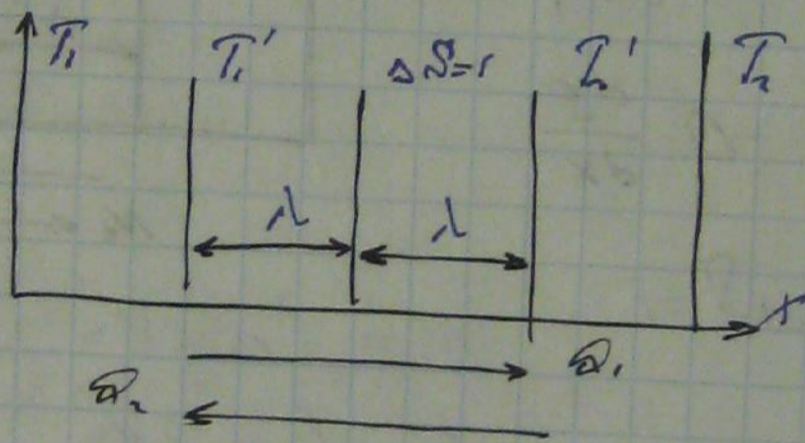
2) $\langle v \rangle \sim \sqrt{T} \Rightarrow \eta \sim \sqrt{T}$

3) Легко др. измеряется $V = \frac{\pi R^2 \Delta P}{8 \eta L}$ - калибр вискозиметра.

III. Теплопроводность - возникновение потоков тепла при наличии градиента температуры

З-н Фурье - плотность потока тепла прот-ка с-ва q_x и др. T и др. T

$$q_x = -\alpha \frac{dT}{dx}$$



$$q_1 = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \cdot \frac{1}{2} k T_1'$$

$$q_2 = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \cdot \frac{1}{2} k T_2'$$

$$q_x = q_1 - q_2 = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \cdot \frac{1}{2} k (T_1' - T_2')$$

$$q_x = -\frac{1}{3} n \lambda \langle v \rangle \cdot \frac{1}{2} k \frac{dT}{dx}$$

$$q = \frac{1}{2} k n \mu$$

$$\frac{1}{2} k = \frac{q}{n \mu}$$

$$q = \frac{1}{2} k n \mu = \frac{1}{2} R$$

$$\alpha = \frac{1}{3} n \lambda \langle v \rangle \cdot \frac{1}{2} k = \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle n \frac{q}{n \mu} = \frac{1}{3} n \langle v \rangle \lambda \frac{q \mu}{n \mu} = \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \bar{c}_v \cdot m = \frac{1}{3} \rho \lambda \langle v \rangle \bar{c}_v$$

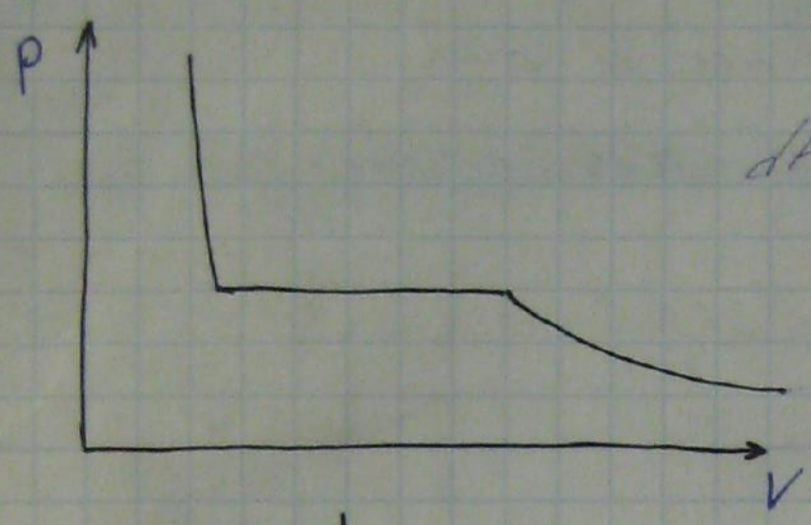
$$\alpha = \frac{1}{3} \rho \lambda \langle v \rangle \bar{c}_v$$

Задачи:

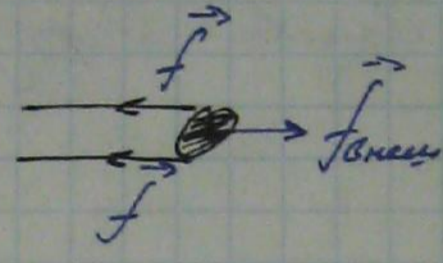
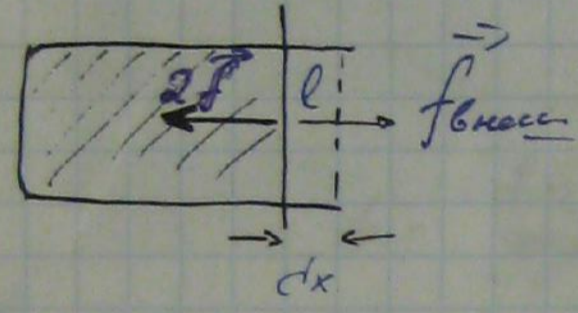
- 1) $\rho \sim \eta; \lambda \sim \frac{1}{\eta}; \alpha \neq \rho$
- 2) $\langle v \rangle \sim \sqrt{T} \Rightarrow \alpha \sim \sqrt{T}$
- 3) $\langle v \rangle \sim \frac{1}{\sqrt{m}} \Rightarrow$ Если $m_1 < m_2$, то $\alpha_1 > \alpha_2$

Наиб. теплопроводность у водород! - сам. лонжи.

2) Поверхностное натяжение. Коэф-т. пов. натяжения. Кривой утол. Смачивание и несмачивание

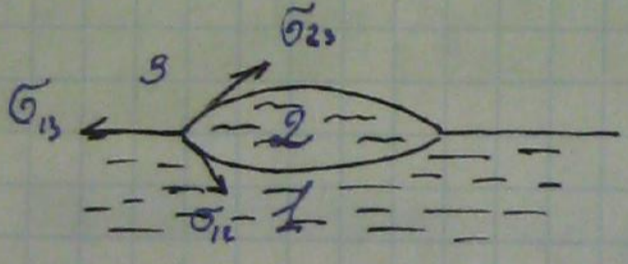


$\delta A = \sigma dS$ - изменение энергии на пов-ти
 $dF = SdT - pdV$ - свободная энергия
 $dF = \sigma dS$

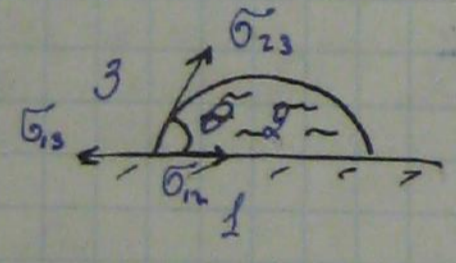


$\delta A = f_{внеш} dx = \sigma dS = \sigma 2l dx = 2f dx$
 $\sigma = \frac{f}{l}$

Смачивание и несмачивание



Если $\sigma_{13} \geq \sigma_{12} + \sigma_{23}$
 то "д" растеется по "1" тонким мономолекулярным слоем.



θ -кривой угол

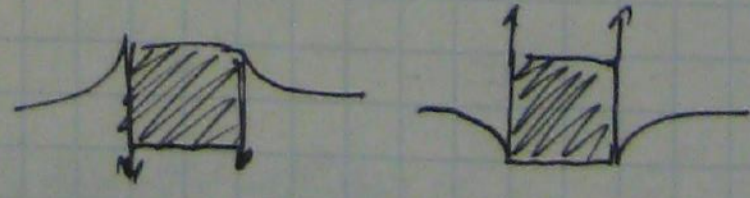
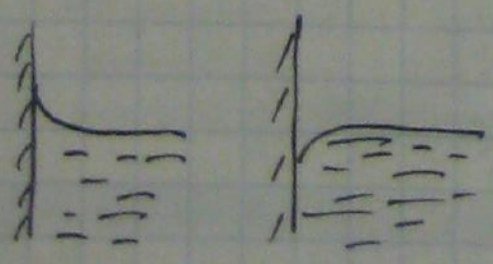
Равновесие: $\sigma_{13} = \sigma_{12} + \sigma_{23} \cos \theta$

$\theta = 0$: полное смачивание

$\theta = \pi$: полное несмачивание

$0 < \theta < \pi$: частичное смачивание

$\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$: и несмачивание.

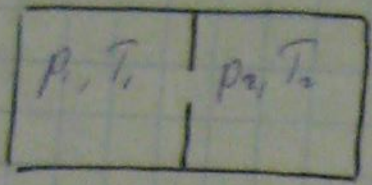


1) Штатное перемещение в пространстве. (Воздух перемещается с движением стержня, перемещаясь вместе с ним)

$360 \text{ мкм } p_1 \text{ и } \rho_1 \rightarrow 10^{-4} \text{ м}$

$10^{-5} \text{ мкм } p_2 \text{ и } \rho_2 \rightarrow 10^{-4} \text{ м}$

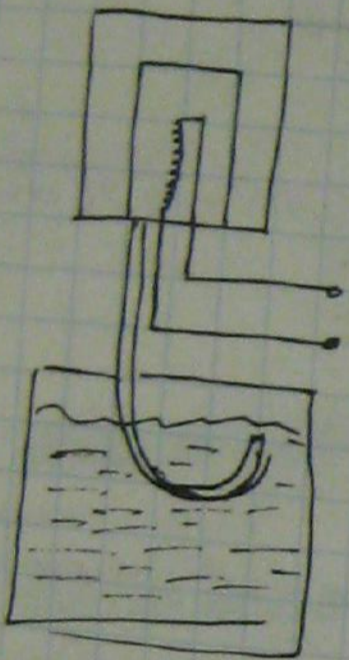
$D = \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \Rightarrow \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle$



Единичная порция газа и длина
 Газ. равновесия $n_1 \langle v_1 \rangle = n_2 \langle v_2 \rangle$

$\frac{p_1}{kT_1} \sqrt{T_1} = \frac{p_2}{kT_2} \sqrt{T_2}$

$\frac{p_1}{\sqrt{T_1}} = \frac{p_2}{\sqrt{T_2}}$ - Температурная Дисперсия

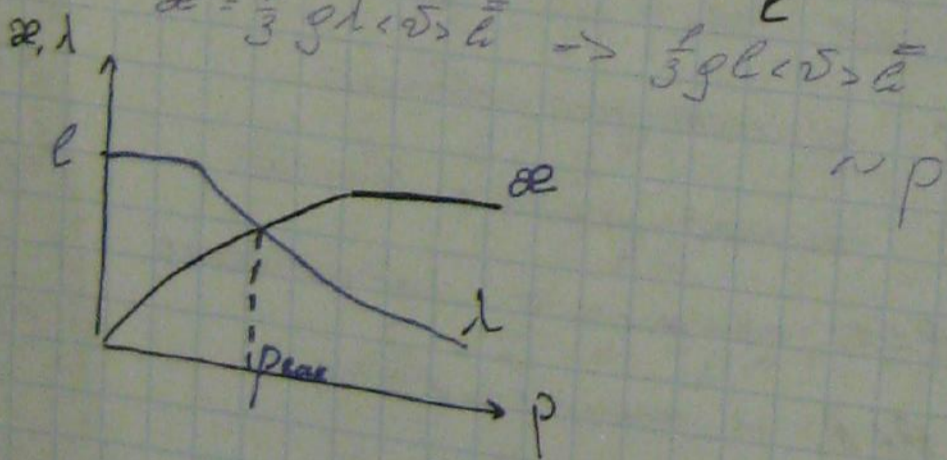


Документация ваттметра
 в обычных условиях

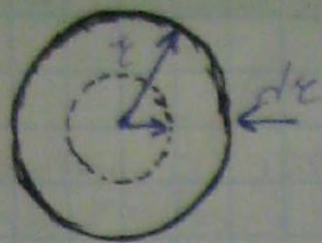
Температуропроводность - теплопередача

$\mathcal{Q}_a = -\alpha \frac{(T_2 - T_1) l}{l}$

$\alpha = \frac{1}{3} \rho \lambda \langle v \rangle \bar{l} \rightarrow \frac{1}{3} \rho \lambda \langle v \rangle \bar{l}$



2) Давление над искривленной поверхностью. Кривизна поверхности



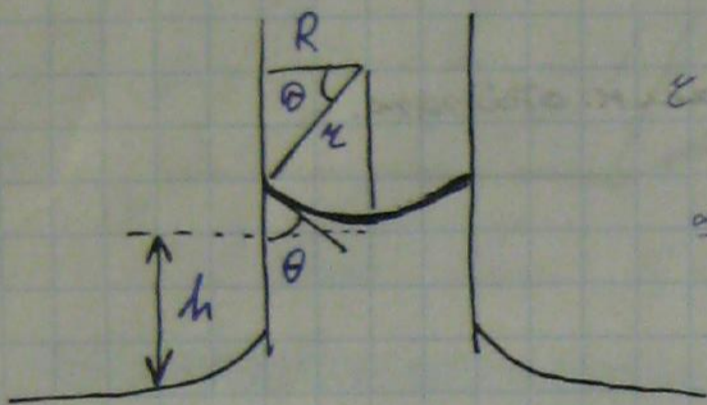
$$\delta A = -dF \text{ (при свободной поверхности)}$$

$$-pdV = -\sigma dS$$

$$p 4\pi r^2 dx = \sigma 8\pi r dx$$

$$\Rightarrow p = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) - \text{Формула Лапласа}$$

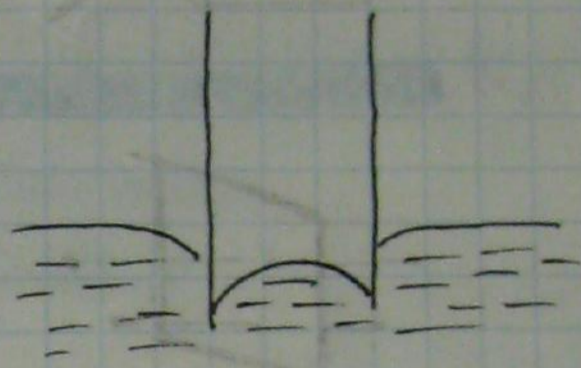
Капиллярное явление



$$r = \frac{R}{\cos \theta}$$

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

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



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

Базис 21

1) Термодинамический подход к описанию молекулярных явлений. Показатели термодинамического равновесия, квазистатические процессы. Обратимые и необратимые процессы. Первое начало термодинамики.

Термодинамическое равновесие - состояние, не зависящее от времени и не сопровождающееся переносом через систему (или ее часть) энергии, вещества, зарядов, импульсов и т.д., то есть состояние, при котором отсутствуют градиенты и связь с внешней средой, и система не может совершить работу.

Условия:

- 1) Рав-во T
- 2) Рав-во p
- 3) Рав-во хим. потенциал.

Квазистатические процессы (квазиравновесные) - идеализир. пр-сы, при к-х непрер. след. друг за другом состояний равновесия.

Обратимые и необратимые процессы.

- Непрерывная послед-ть равновесных состояний системы, которая может быть представлена на диаграмме в виде некоторой кривой процесса. (Обратим)

Первое начало термодинамики

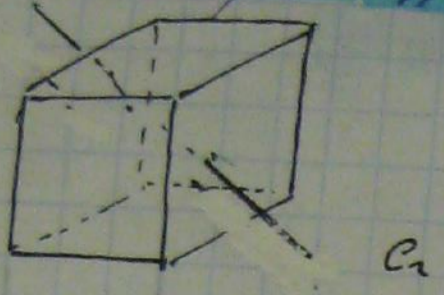
$$\delta Q = dU + \delta A$$

поворотная ось симметрии, n -кратная ось симметрии, центр инверсии, зеркала.

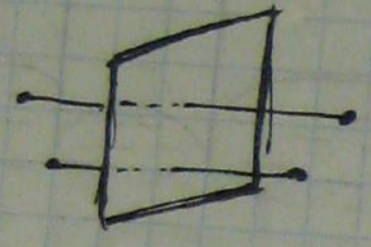
Симметрия - это способность тела совмещаться с самим собой при одних перемещ. или вообр. опер. над его точками.

Элементы симметрии - точки, линии и плоскости, осев. респ. ось тела.

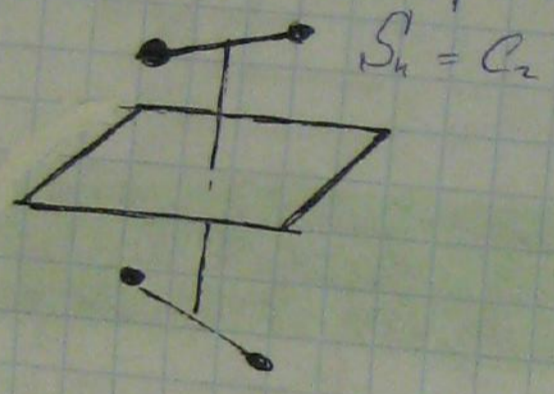
1) **Ось симметрии n -ого порядка** $C_n \rightarrow \frac{2\pi}{n}$ (поворот)



2) **Плоскость симметрии** $\sigma \rightarrow$ зеркальн. отобраз.

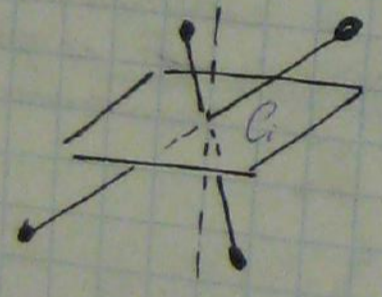


3) **Зеркально-поворотная ось симметрии n -ого порядка**



$S_n \rightarrow \frac{2\pi}{n}$ с отраж.

4) **Центр симметрии (инверсии) C_i**



Теорема: $C_i \Leftrightarrow S_2$

Билет 22.

1) **Первое начало термодинамики**. Его применение к процессам в идеальном газе (изот., изох., изоб. и адиаб. пр-сы)

$dE = \delta Q - \delta A$

Сущ. только 2 способа изм. внутр. энергии dE идеала: теплообмен δQ и совершение системой работы $-\delta A$.

В закрытой системе ($\nu = \text{const}$) сущ. ↑

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

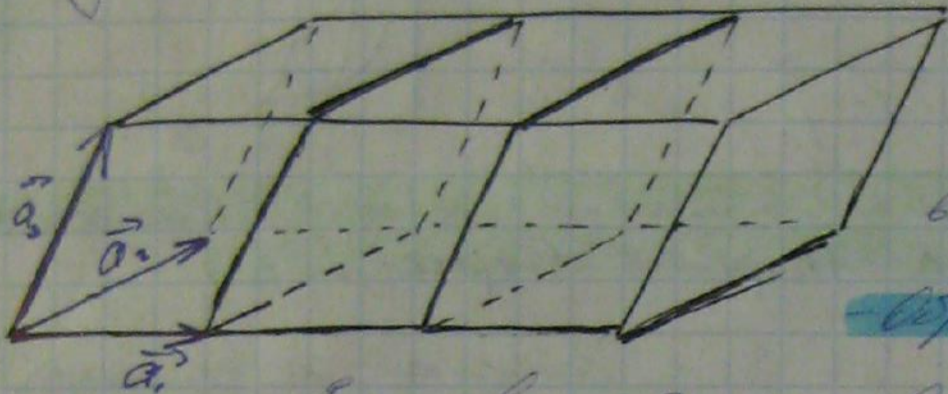
Адиабат.: $\delta Q = 0$, Изот.: $dU = 0$, Изохор $\delta A = 0$

2) Кристаллическая решетка, анизотропия свойств. Трансляция и трансляционные векторы. Кристаллические сайты

переходимость реш. в прост. аттмос., асимптоти и иониз. совокупность переходим реш. в-тов - кристаллическая решетка

Вектор (базис) параллелепипеда с атомными брже

Триаксиальная симметрия - решетка совмещает себя при повороте. В канон. фундам. базисных векторах



$$\vec{r} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3$$

Парал. постр. на базисных векторах - атом/базис. перем. д.

Вращает эл. зарядку.

Есть всего 8 атомов - primitive решетка брже.

в прост. атом. решетке.

Перекос \equiv трансляция.

Билет 23.

1) Третье начало термодинамики. Методы измерения низких температур.

При $T \rightarrow 0$ $\Delta S = \int_{T_0}^T \frac{\delta Q}{T}$ стремится к конечному пределу, не зависящему от того в каком конечном состоянии находится тело.

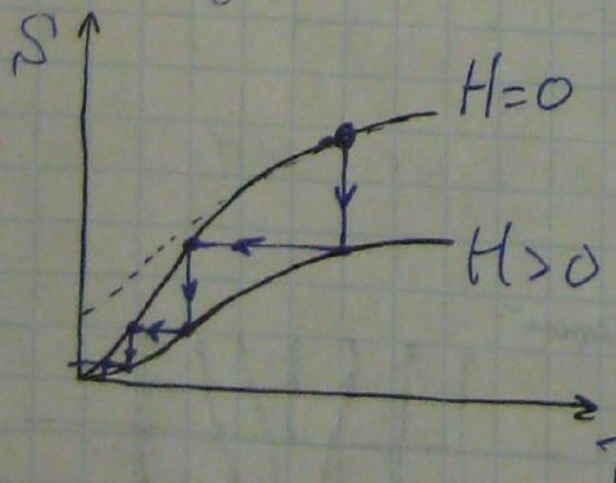
1) $T \rightarrow 0$

$S \rightarrow 0$ для энтропии.

2) Все процессы, которые происходят с телом при равновес. сат. с о-р. всегда 0, процесс без энтропии.

3) Принцип недоступности абсолютного нуля (следствие II или III начала ТД)

Метод измерения размагничивания



$T = 10^{-3} K$ и ниже

Этот метод можно использовать для измерения энтропии при $T \rightarrow 0$ и $S \rightarrow 0$ независимо от H

(При $S \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$ независимо от H)

Способы получения чистых температур.

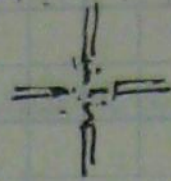
1) Дир-Т Дюпюи - Томсона

2) Холодильная машина

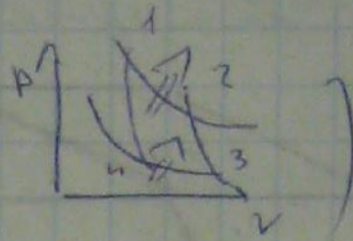
$$\eta_{cool} = \frac{Q_2}{A_{cool}} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \neq \eta'$$

3) Метод адiabатич. размагничивания.

4) Метод лазерного охлаждения:



$$\eta_{cool} = \frac{Q_2}{A_{cool}} = \frac{RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} + RT_1 \ln \frac{V_1}{V_2}} = \frac{T_2}{T_2 - T_1}$$



2) Решетки Браве. Возмущенные плоскости и направления в кристалле. Исходы измерения дефекты в кристаллах.

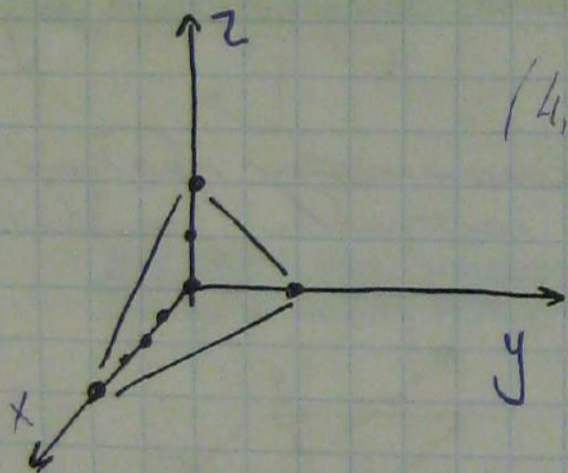
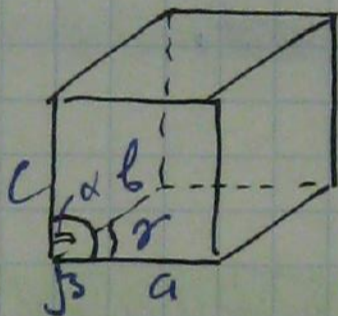
— " — — Решетка Браве - это беск. совокупность точек, образ. трансляции (трансляционная)

Классификация:

1) Равенство ребер

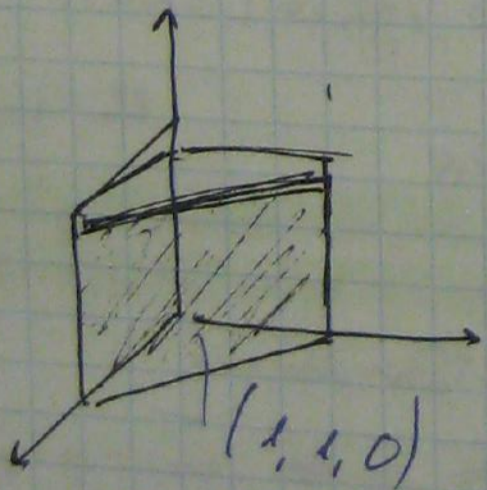
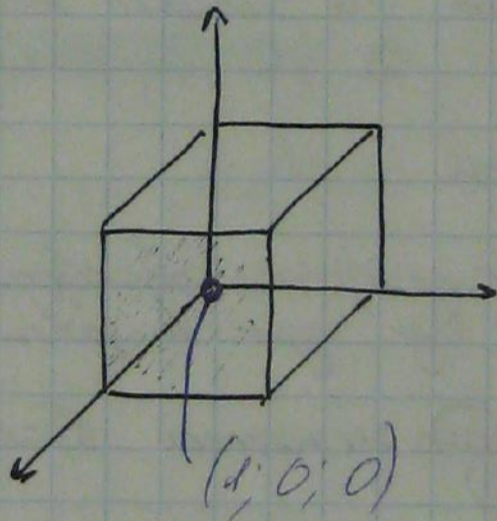
2) Угол между осями

Системы 4 осей 14 решеток

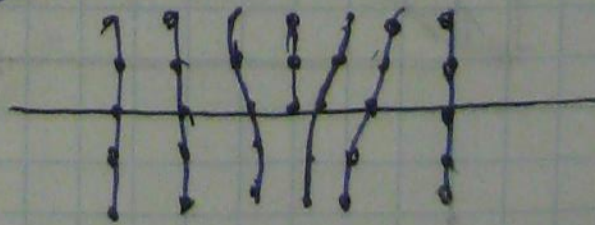
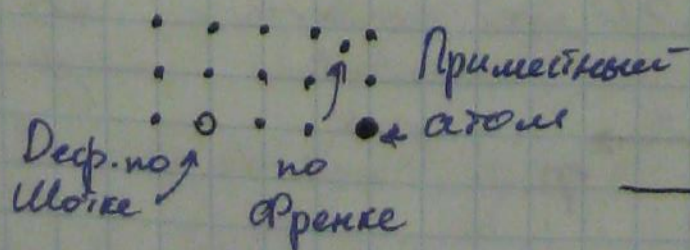


$$(4, 1, 2) \Rightarrow \left(\frac{1}{4}, 1, \frac{1}{2}\right) \Rightarrow \left(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{2}{4}\right) \Rightarrow (1, 4, 2)$$

индексы
Миллера



Дефекты в кристаллах



Дислокация