10/02/2025

Механические колебания

Самый простой тип - гармонические колебания.

Колебания по следующему закону: $\xi = \xi_{max}\sin(\omega_0 t + \varphi)$
Рассматриваем "1D" (одна степень свободы) механическую систему, в которой отстутствуют "силы трения" (т.е. выполняется ЗСЭ (закон сохранения энергии)).
$E = const$, $E = K + V$
K - связано с скоростью, V - с положением
Для материальной точки: $K = \frac{mV^2}{2}$, $U = U(\vec{r})$

Рассмотрим отклонения системы от положения равновесия.
В точке равновесия $U(\vec{r}) = min$

$$U(r) = U(r_0) + \frac{d}{dr}U(r_0)(r - r_0) + \frac{d^2}{dr^2}U(r_0)\frac{(r - r_0)^2}{2} + \dots$$

$\frac{d}{dr}U(r_0) = 0$, т.к. экстремум
Выберем $U(r_0) = 0 \Rightarrow U(r) \ = \frac{d^2}{dr^2}U(r_0)\frac{(r-r_0)^2}{2} \Rightarrow U = C\frac{\xi^2}{2}$

$$U_{упр} = \frac{kx^2}{2}$$

$$E = \frac{mV^2}{2} + \frac{kx^2}{2} = Const$$

Если $V = 0 \Rightarrow x = x_{max}$
Если $x = 0 \Rightarrow V = V_{max}$

$$\Rightarrow E = \frac{mV_{max}^2}{2} = \frac{kx_{max}^2}{2}$$

$$\frac{m\dot{x}^2}{2E} + \frac{kx^2}{2E} = 1$$

$$\frac{dx}{dt} = V_{max}\sqrt{1 - \left(\frac{x}{x_{max}}\right)^2}$$

$$\int \frac{d\left(\frac{x}{x_{max}}\right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{x_{max}}\right)^2}} = \int \frac{V_{max}}{x_{max}}dt$$

$$\arcsin\left(\frac{x}{x_{max}}\right) = \frac{V_{max}}{x_{max}}t + const$$

$$x(t) = X_{max} \sin\left(\frac{V_{max}}{X_{max}} t + \varphi\right)$$
$$(*) \Rightarrow \frac{V_{max}^2}{X_{max}^2} = \frac{k}{m}$$
$$\frac{V_{max}}{X_{max}} = \sqrt{\frac{k}{m}} = \omega_0$$

ω_0 - частота гармонических колебаний

$$X = X_{max} \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

Начальные условия

$$x(0) = x_0$$
$$V(0) = V_0$$
$$x_0 = X_{max} \sin(\varphi)$$
$$V_0 = \omega_0 X_{max} \cos(\varphi)$$

Энергетический способ нахождения собственных частот.

Если система описывается соотношением $E = \frac{\alpha \dot{q}^2}{2} + \frac{\beta q^2}{2}$, где q - некоторая координата, а $\dot{q}$ - "скорость", то

$$\omega_0^2 = \frac{\beta}{\alpha}$$
$$E = \frac{m\dot{x}^2}{2} + \frac{kx^2}{2}$$
$$\alpha = m,\ \beta = k,\ q = x,\ \dot{q} = \dot{x} = V$$

Физический маятник

$$\varphi \ll 1$$
$$E = K + U$$
$$U = mgh_C$$

h_C - высота центра масс

$$h_C = l_C - l_C \cos\varphi$$
$$= l_C(1 - \cos\varphi)$$
$$\varphi \ll_1$$
$$\cos\varphi = 1 - \frac{\varphi^2}{2}$$
$$U = mgl_C \frac{\varphi}{2}$$

r - расстояние до оси вращения z

$$dK = \frac{dmV^2}{2} = \frac{dm(\omega r)^2}{2} = \frac{\omega^2}{2}(r^2 dm)$$

ω одинакова для всех точек тела

$$K = \int_{V_0} \frac{\omega^2}{2} r^2 dm = \frac{\omega^2}{2} \int_{V_0} r^2 dm = \frac{\omega^2}{2} I_z$$

$$\omega = \dot{\varphi} \Rightarrow K = \frac{I\dot{\varphi}^2}{2} \Rightarrow$$

$$E = \frac{I_z\dot{\varphi}^2}{2} + mgl_C\frac{\varphi^2}{2}$$

$$dI_z = dmx^2$$

$$\frac{dm}{M} = \frac{dx}{l} \Rightarrow dm = \frac{M}{l}dx$$

$$I_z = \int_0^{l/2} \frac{M}{l} x^2 dx = 2\int_0^{l/2} \frac{M}{l} x^2 dx = \frac{Ml^2}{12}$$

Теорема Гюйгенса-Штейнера

$$z' \parallel z$$

$$I_{z'} = I_{z,C}$$

$$I_{z,0} = I_{z,C} + ma^2$$

Её применение

$$I_{z_1} = I_{z_1,C} + M\left(\frac{l}{2}\right)^2 = \frac{Ml^2}{12} + \frac{Ml^2}{4} = \frac{Ml^2}{3}$$

$$l_C = \frac{l}{2}$$

$$\omega_0^2 = \frac{mgl_C}{I_z} = \frac{mg\frac{l}{2}}{\frac{ml^2}{3}} = \frac{3}{2}\frac{g}{l}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{3}{2}\frac{g}{l}}$$

$$\vec{F_{упр}} = -k\vec{x}$$

$$F_x = -kx$$

$$F_x = m\dddot{x}$$

$$x'' + \frac{k}{m}x = 0$$

$\vec{x}$ - смещение от положения покоя

Подставляем $x = e^{\lambda t}$

$$\dot{x} = \lambda e^{\lambda t}$$
$$x'' = \lambda^2 e^{\lambda t}$$
$$\lambda^2 e^{\lambda t} + \frac{k}{m} e^{\lambda t} = 0$$
$$e^{\lambda t}\left(\lambda^2 + \frac{k}{m}\right) = 0$$
$$\lambda^2 = -\frac{k}{m}$$
$$\lambda = \pm i\sqrt{\frac{k}{m}}$$

$$\tilde{x_1} = e^{i\omega_0 t}$$
$$\tilde{x_2} = e^{-i\omega_0 t}$$
$$x = C^i \tilde{x}_i$$
$$\cos(\omega_0 t) = \frac{e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega t}}{2}$$
$$\sin(i\omega_0 t) = \frac{e^i \omega_0 t - e^{-i\omega_0 t}}{2i} x = A\sin\lambda t + B\cos\lambda t$$
$$X_{max} = \sqrt{A^2 + B^2}$$
$$x = X_{max}\sin(\omega_0 t + \varphi)$$

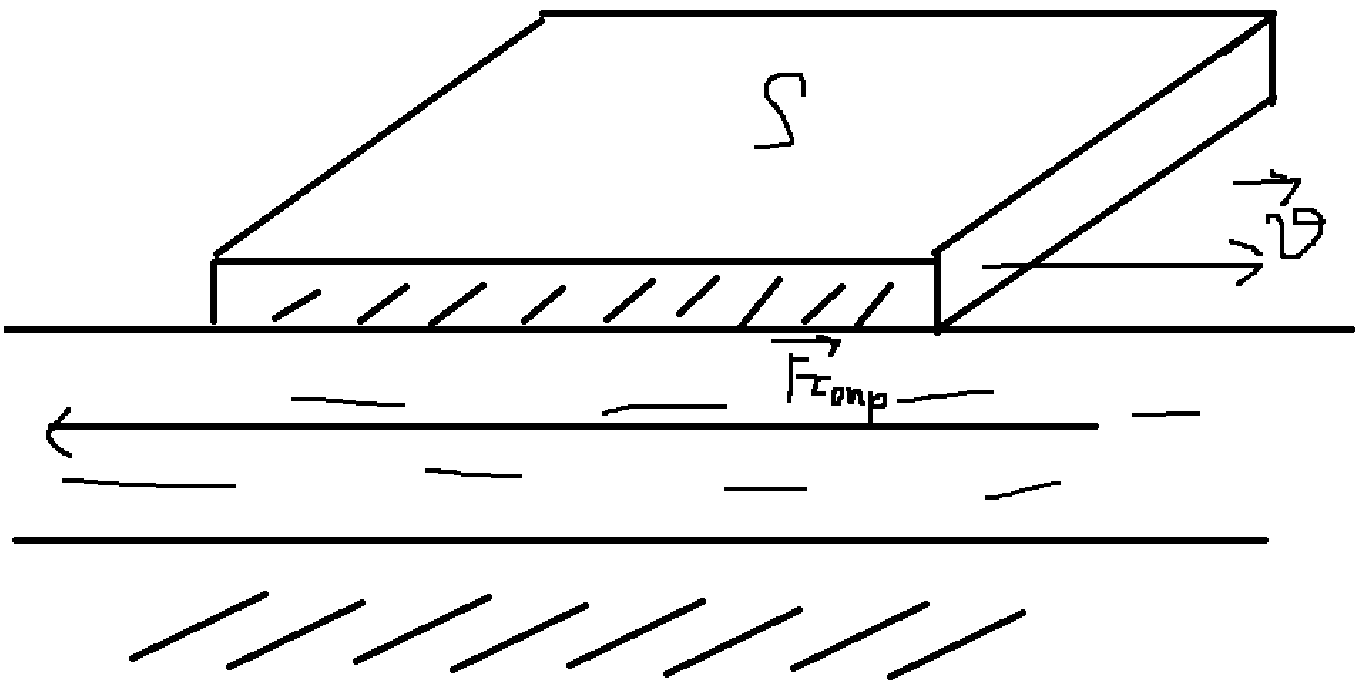
Если уравнение динамики приводит к соотношению $q'' + \omega_0^2 q = 0$, то это гармонические колебания
Пример

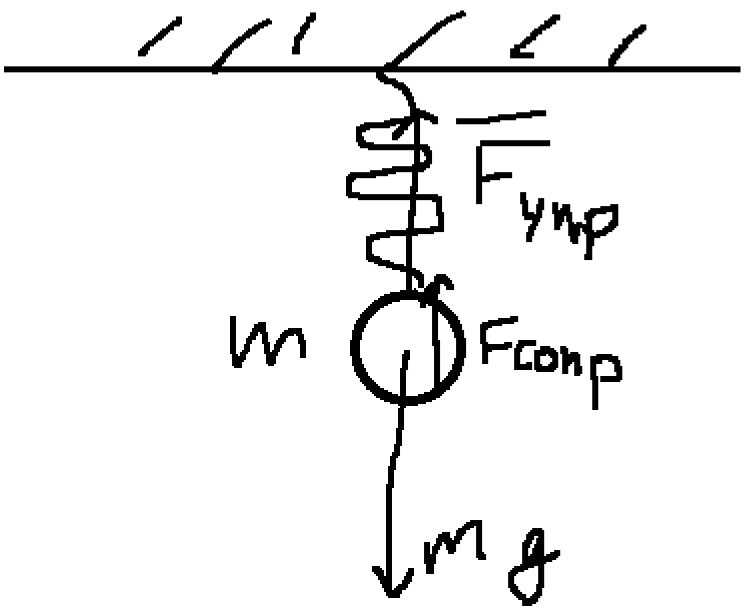
$$F = \Delta mg$$
$$\Delta m = \rho \Delta V$$
$$\Delta V = S \cdot 2x$$
$$F = \rho 2xSg$$
$$mx'' = -2\rho Sgx$$
$$x'' + \frac{2\rho Sg}{m} x = 0$$
$$\alpha = \omega 0^2$$
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2\rho Sg}{m}} = \sqrt{\frac{2g}{l}}$$

17/02/2025

Затухающие колебания

$$\vec{F_{\text{упр}}} = -k\vec{x}$$
$$\text{Сила сопротивления}$$
$$\vec{F_{\text{сопр}}} = -\frac{\eta S}{\delta}\vec{v} = -C\vec{v}$$





$$m\dot{\vec{v}} = \vec{F_{\text{упр}}} + \vec{F_{\text{сопр}}}$$
$$m\ddot{x} = -kx - C\dot{x}$$
$$\ddot{x} + \frac{C}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \Leftrightarrow$$
$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0$ - дифференциальное уравнение затухающих колебаний

$$x - e^{\lambda t}$$
$$\dot{x} - \lambda e^{\lambda t}$$
$$\ddot{x} - \lambda^2 e^{\lambda t}$$

$$e^{\lambda t}(\lambda^2 + 2\beta\lambda + \omega_0^2) = 0$$

Характеристическое уравнение

$$\lambda^2 + 2\beta\lambda + \omega_0^2 = 0$$
$$D = 4\beta^2 - 4\omega_0^2 = 4(\beta^2 - \omega_0^2)$$

Рассмотрим только случай $\omega_0^2 \gg \beta$ (слабое затухание)

$$\implies D < 0 \Rightarrow \sqrt{D} = \pm i\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$$

$\omega_{\text{зк}} = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ - частота (свободных) затухающих колебний

$$\lambda_{1,2} = -\beta \pm i\omega_{\text{зк}}$$

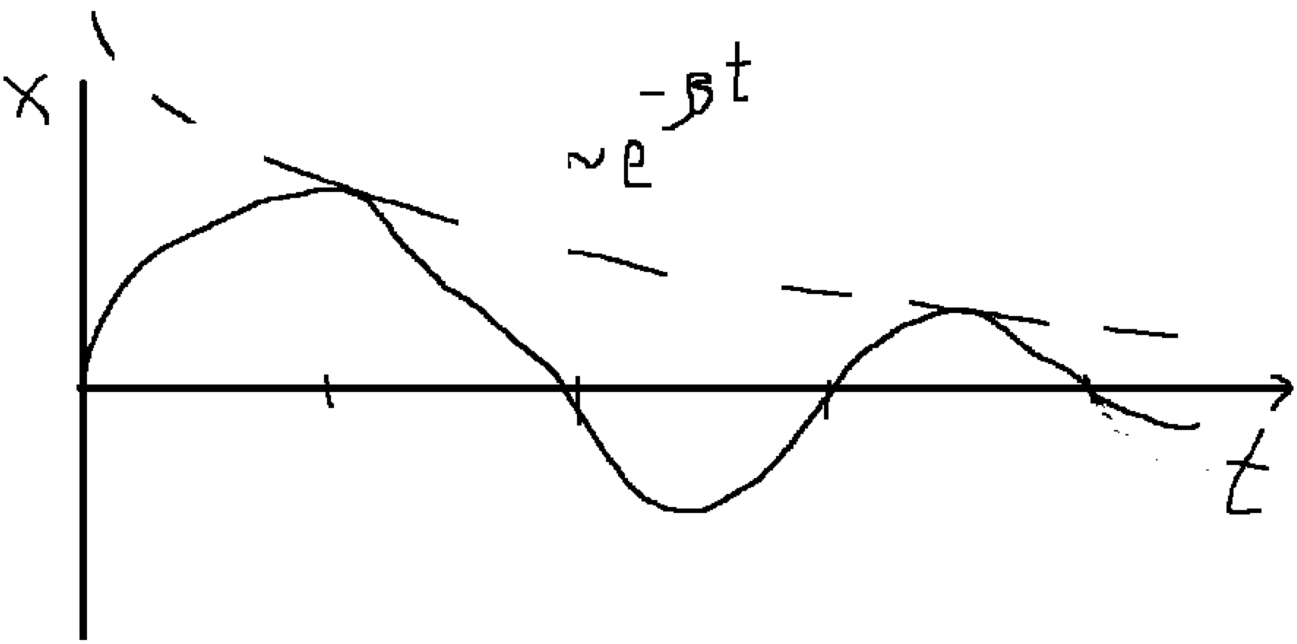
Общее решение

$$x(t) = A_1 e^{(-\beta + i\omega_{\text{зк}})t} + A_2 e^{(-\beta - i\omega_{\text{зк}})t} =$$
$$= e^{-\beta t}(A_1 e^{i\omega_{\text{зк}} t} + A_2 e^{-i\omega_{\text{зк}} t})$$

Может быть представлено в виде

$$A \sin(\omega_{\text{зк}} t + \varphi)$$
$$x(t) = Ae^{-\beta t} \sin(\omega_{\text{зк}} t + \varphi)$$

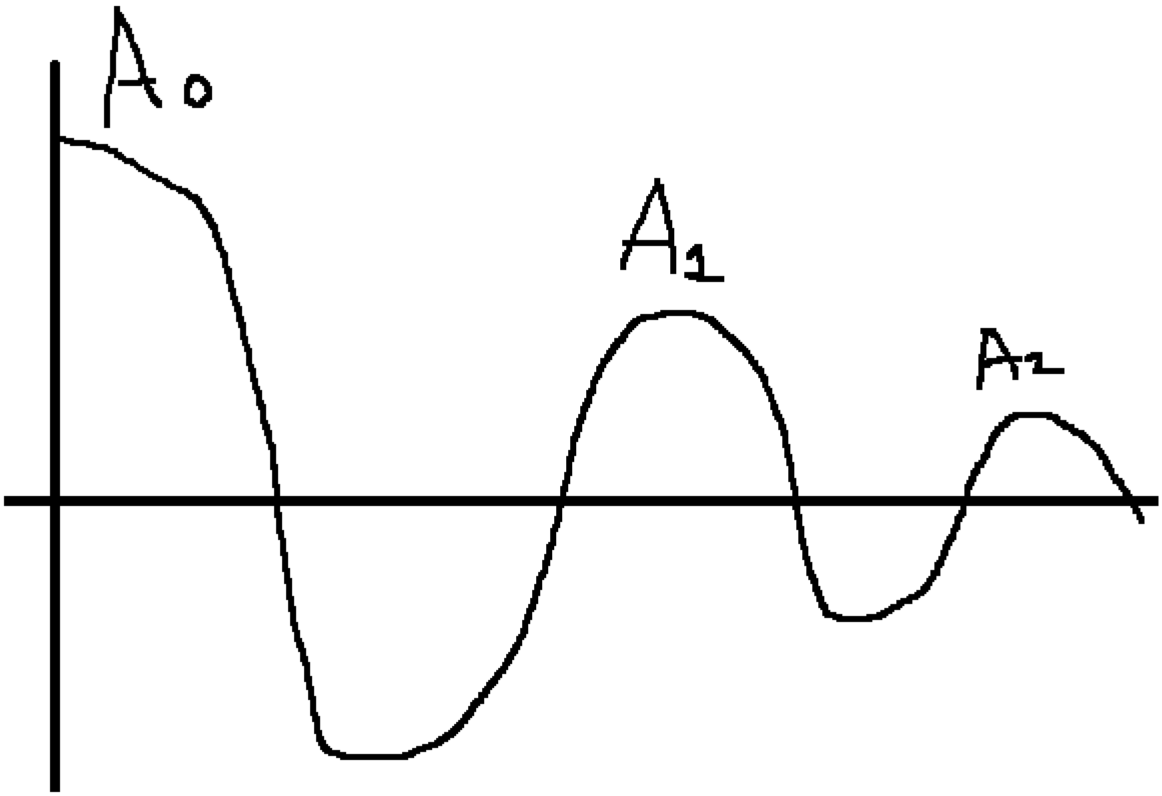
$$\varphi = 0$$



$$\varphi = \frac{\pi}{2} \implies x(t) = Ae^{-\beta t} \cos \omega_{\text{зк}} t$$

Рассмотрим $\varphi = \frac{\pi}{2}$

$$x(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos \omega_{\text{зк}} t$$



Рассмотрим точки максимального отклонения

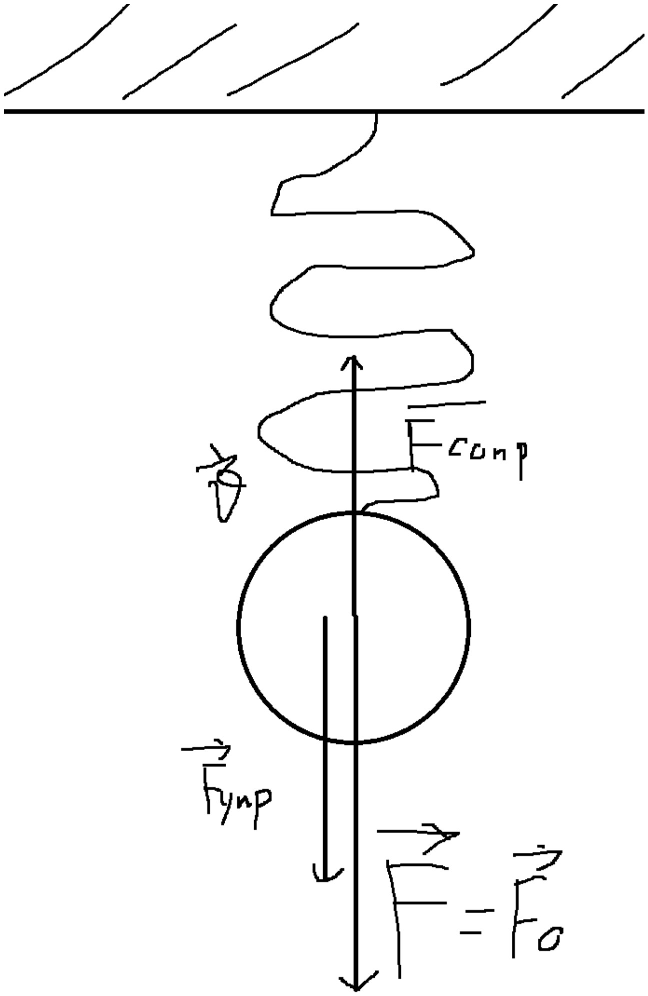
$$\dot{x} = A_0 e^{-\beta t}(-\beta \cos \omega_{зк} t - \omega_{зк} \sin \omega_{зк} t) \approx$$
$$\omega_0 \gg \beta \implies \omega_{зк} \gg \beta$$
$$\approx -A_0 e^{-\beta t} \omega_{зк} \sin \omega_{зк} t$$

Точки $A_0, A_1, A_2, \ldots, A_n$ соответствуют фазе $\omega_{зк} t = 2\pi n,\ n \in \mathbb{Z}$

$$A_n = A_0 e^{-\beta T_{зк} n}$$
$$T_{зк} = \frac{2\pi}{\omega_{зк}}$$
$$\omega = 2\pi\nu, \omega = \frac{2\pi}{T}, \nu = \frac{1}{T}$$
$$\frac{A_n}{A_{n+1}} = e^{\beta T_{зк}} \text{ - дискриминант затухания}$$
$$\ln\left(\frac{A_n}{A_{n+1}}\right) = \beta T_{зк}$$

логарифмический дискриминант затухания

Вынужденные колебания с учётом затухания


Fсопр
Fупр
F = F0

$$m\dot{\vec{v}} = \vec{F_{\text{сопр}}} + \vec{F_{\text{упр}}} + \vec{F}$$

ω - частота вынуждающей силы

$$m\ddot{x} = -kx - C\dot{x} + F_0 \cos \omega t$$

$$\ddot{x} + \frac{C}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = \frac{F_0}{m}\cos \omega t$$

$$\frac{C}{m} = 2\beta, \frac{k}{m} = \omega_0^2, \frac{F_0}{m} = f_0$$

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t$$

$$x(t) = x_{\text{однородное}}(t) + x_{\text{частное неоднородного}}(t)$$

$$x_{однородное} = Ae^{-\beta t}\sin(\omega_{\text{зк}}t + \varphi) \quad (1)$$

В соотн (1) A и φ определяются начальные условия

$$\begin{cases} x(0) = x_0 \\ \dot{x}(0) = v_0 \end{cases}$$

С течением времени $(t \to \infty)$

$$|x_{\text{общ,о}}(t)| \to 0$$

Поэтому частное решение $x_{\text{ч}}(t)$ ищем в виде

$$x = A(\omega)\cos(\omega t + \psi(\omega))$$

$A(\omega)$ - амплитуда

$\psi(\omega)$ - смещение

Частное решение найдём методов комплексных рядов

$$f_0 \cos \omega t = \mathrm{Re}(f_0 e^{i\omega t})$$

$$x(t) = A(\omega)\cos(\omega t + \psi(\omega)) =$$

$$= \mathrm{Re}(A(\omega)e^{i\psi(\omega)} \cdot e^{i\omega t}) =$$

$$\begin{cases} \overline{A} = A(\omega)e^{i\psi(\omega)} \\ \overline{x} = A(\omega)e^{i\psi(\omega)} \cdot e^{i\omega t} \end{cases}$$

$$= \mathrm{Re}(\overline{x})$$

$$\dot{\overline{x}} = \overline{A}(\omega) \cdot i\omega e^{i\omega t}$$

$$\ddot{\overline{x}} = \overline{A}(\omega)(-\omega^2)e^{i\omega t}$$

$$e^{i\omega t}\overline{A}(\omega)(-\omega^2 + 2\beta i\omega + \omega_0^2) = f_0 e^{-i\omega t}$$

$$\overline{A}(\omega) = \frac{f_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2\beta i\omega}$$

$$A(\omega) = |\overline{A}(\omega)|$$

$$A(\omega) = |\overline{A}(\omega)| = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}$$

Исследуем при какой частоте $\omega_{\max}$ $A = A_{\max}$:

$$min \qquad \xi(\omega) = (\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2\omega^2$$

$$z = \omega^2$$

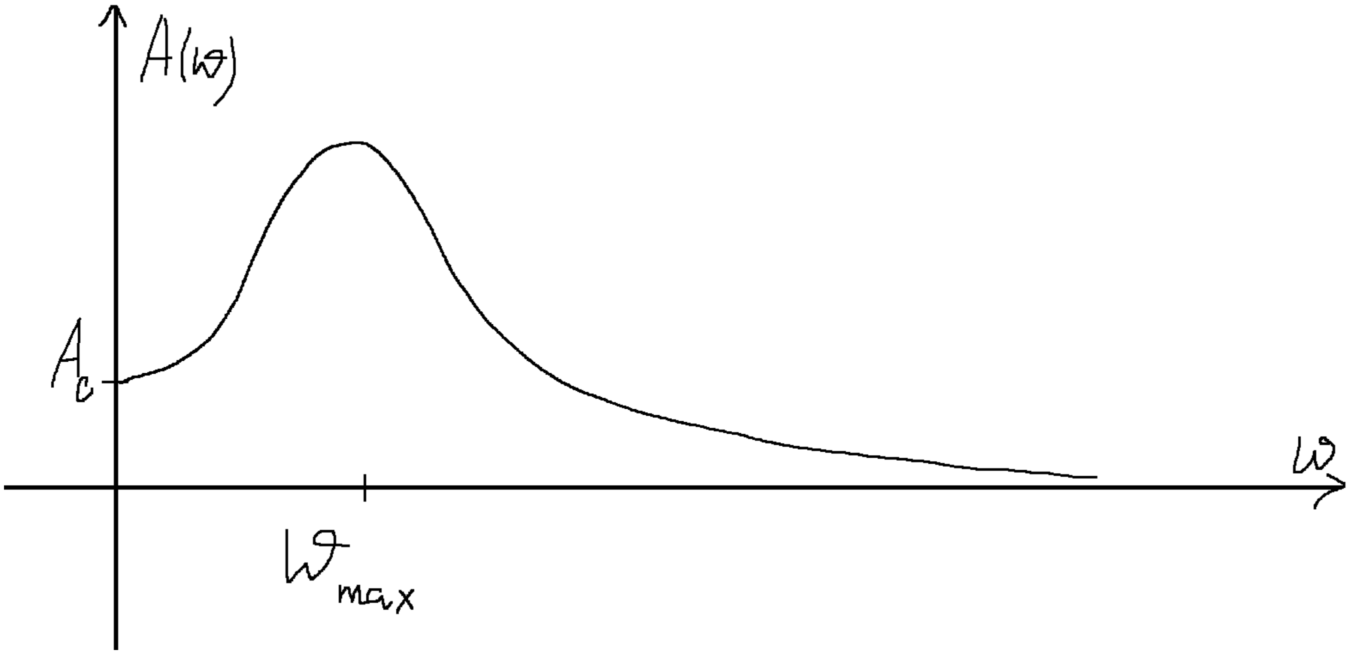
$$\xi(z) = (z - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 z =$$

$$\frac{d\xi}{dz} = 0 \implies 2(z - \omega_0^2) + 4\beta^2 = 0$$

$$z_{\max} = \omega_0^2 - 2\beta^2$$

$$\omega_{\max} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2} = \sqrt{\omega_{\text{зк}}^2 - \beta^2}$$

$$A(0) = \frac{f_0}{\omega_0^2}$$



Резонанская кривая aka Амплитудно-частотная харатеристика

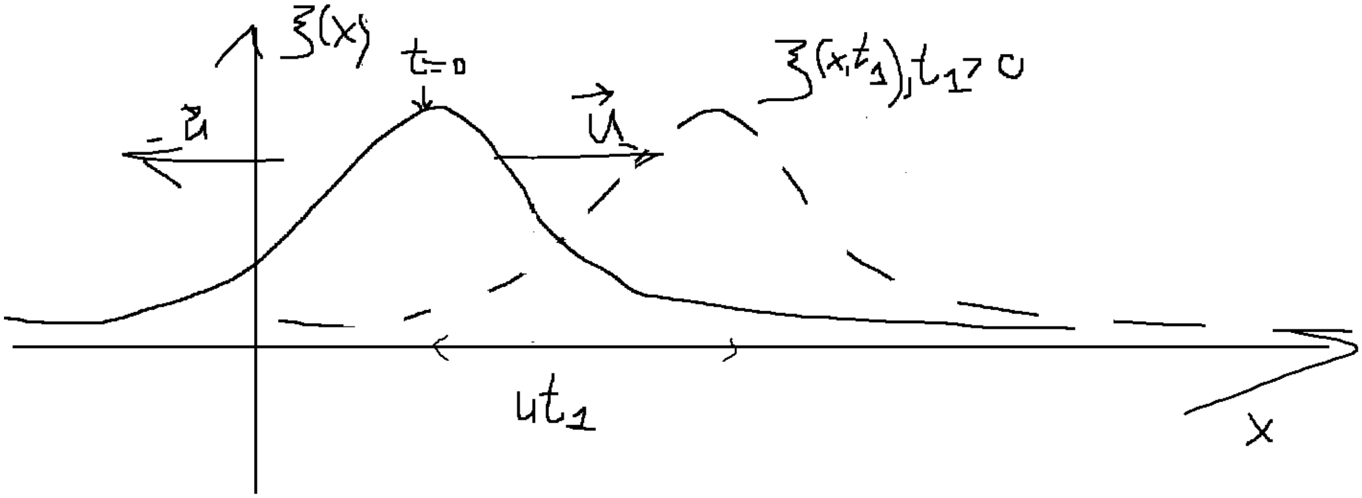
$$\omega \gg \omega_0$$
$$A(\omega) \approx \frac{f_0}{\omega^2}$$
$$A(0) = \frac{\frac{F_0}{m}}{\frac{k}{m}} = \frac{F_0}{k} = X_{\text{статическое}}$$
$$F = -kx \quad |\frac{F}{k}| = x$$
$$A_{\max} = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - 2\beta^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2(\omega_0^2 - 2\beta^2)}} = \frac{f_0}{\sqrt{4\beta^2(\omega_0^2 - \beta^2)}} = \frac{f_0}{2\beta\omega_{\text{зк}}}$$
$$\Gamma = \frac{A(\omega_{max})}{A(0)} \text{ - добротность колебаний системы}$$
$$\Gamma = \frac{f_0}{2\beta\omega_{\text{зк}}} : \frac{f_0}{\omega_0^2} = \frac{\omega_0^2}{2\beta\omega_{\text{зк}}} \approx \frac{\omega_0}{2\beta} = \frac{\pi}{\beta T} = \frac{\pi}{\delta}$$
$$\beta \ll \omega_0 \Rightarrow \omega_{\text{зк}}, \quad \omega_{\max} \approx \omega_0$$

17/02/2025 2

Упругие волны

Волна - распространение некоторого возмущения в среде
Возмущение - отклонение некоторого свойства среды от равновесного
Фронт волны - поверхность, докуда дошло возмущение

Волновая поверхность - множество точек, в которых волна имеет одинаковую фазу (состояние)



$$\xi(x,t_1) = \xi(x-ut_1)$$

$$\psi = x - ut \frac{\partial}{\partial t}\xi(x-ut) = \frac{d\xi}{d\psi}\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{ud\xi}{d\psi}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\xi(x-ut) = \frac{d\xi}{d\psi}\frac{\partial\psi}{\partial x} = \frac{d\xi}{d\psi}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi = -u\frac{d}{d\psi}\left(\frac{d\xi}{d\psi}\right)\frac{\partial\psi}{\partial t} = u^2\frac{d^2\xi}{d\psi^2}$$

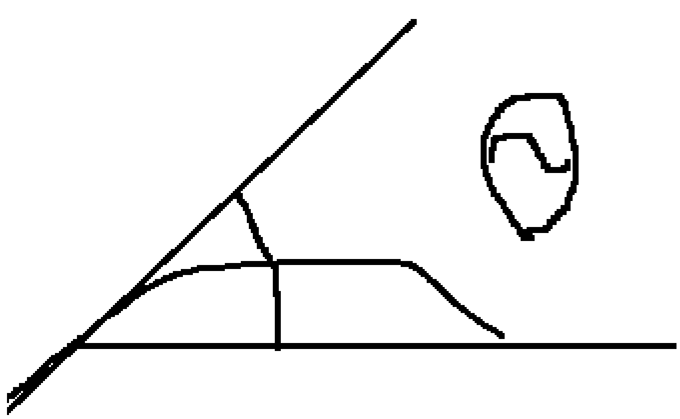
$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} = \frac{d}{d\psi}\left(\frac{d\xi}{d\psi}\right)\frac{\partial\psi}{\partial x} = \frac{d^2\xi}{d\psi^2}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi = \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi - \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi = 0$$

Было выведено дифференциальное волновое уравнение (одномерное)
Пример:
Волна в натянутой струне.
Упрощения:

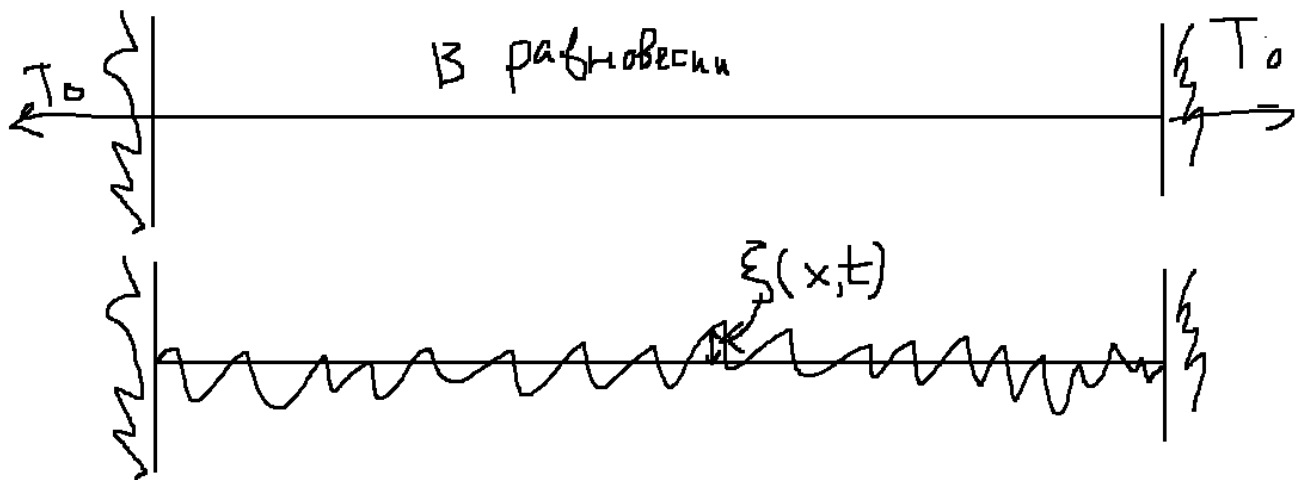
1. Струна не сопротивляется изгибу
2. Углы, образованные струной с осью x малы



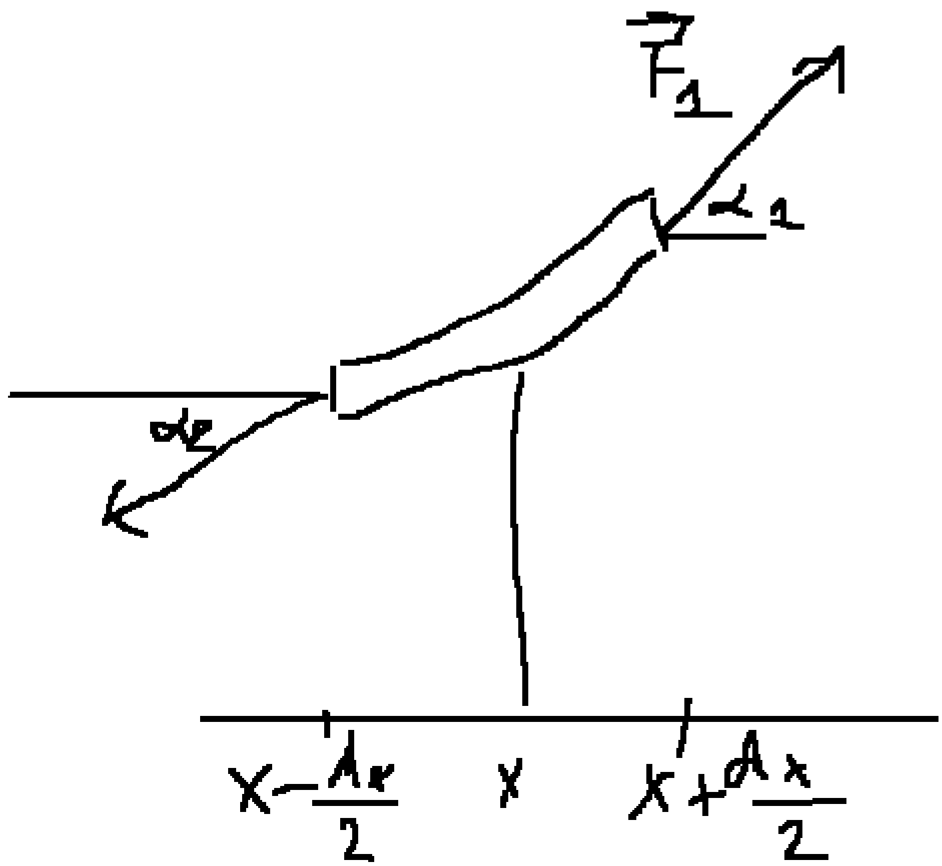
$\theta \ll 1$

3. Натяжение струны при возмущении остаётсся постоянным

$$\vec{T_0} = const$$

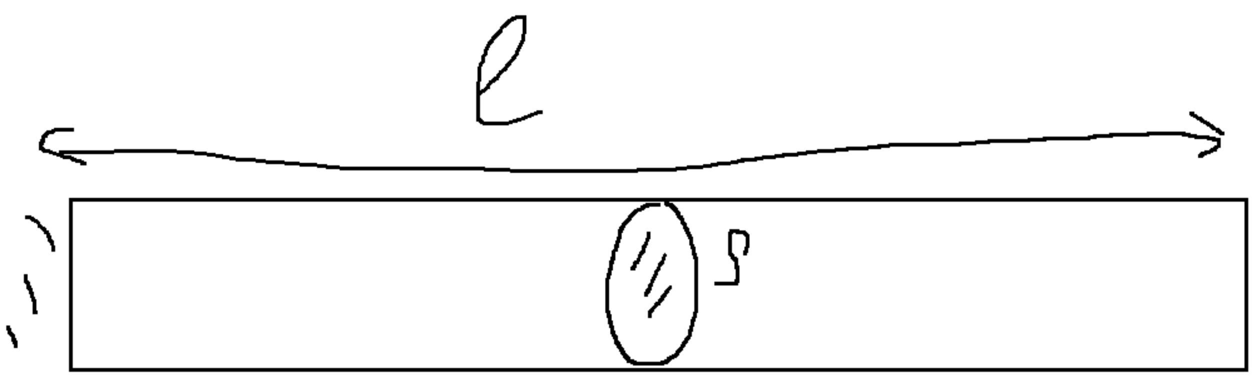


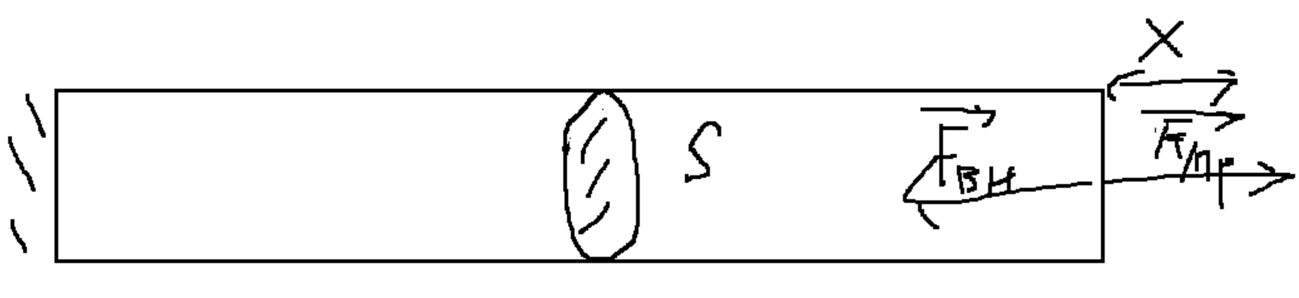
Рассмотрим малую участок струны длиной dx



$$dm\,\dot{\vec{v}} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2,\ |\vec{F}_i| = T_0$$
$$F_y = T_0 \sin\alpha_1 - T_0 \sin\alpha_2 = T_0(\sin\alpha_1 - \sin\alpha_2)$$
$$\alpha_1 = \theta_1$$
$$\alpha_2 = \pi + \theta_2$$
$$F_y = T_0(\sin\theta_1 - \sin(\theta_2)) =$$
$$\theta \ll 1 \implies tg(\theta) \approx \sin(\theta)$$
$$tg(\theta) = \frac{\partial \xi}{\partial x}$$
$$F_{1,y} = T_0 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right) x + \frac{dx}{2}$$
$$F_{2,y} = T_0 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right) x - \frac{dx}{2}$$
$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\xi\right)_x + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial}{\partial x}\xi\right)\frac{dx}{2} =$$
$$= F_y = T_0 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}|_{x+\frac{dx}{2}} - \frac{\partial \xi}{\partial x}|_{x-\frac{dx}{2}}\right) =$$
$$= T_0 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi\right) dx$$
$$dm = \rho_l dx,\ \dot{V}_y = \ddot{\xi}$$
ρ_l - линейная плотность струны
$$\rho_l dx \frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi = T_0 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi dx$$
$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi - \frac{1}{\frac{T_0}{\rho_l}}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi = 0$$
$u^2 = \frac{T_0}{\rho_l} \implies u = \sqrt{\frac{T_0}{\rho_l}}$ - фазовая скорость волны

Упругие волны стержня

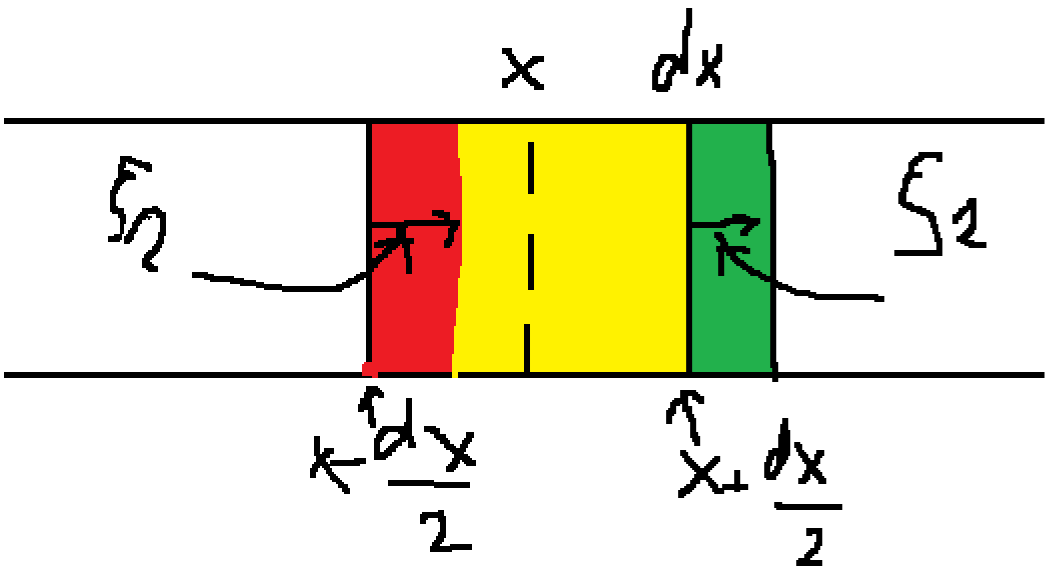




$$F_{\text{упр}} = -kx$$
$$\frac{F_{\text{упр}}}{S} = -\frac{kx}{S}$$
$$\sigma_x = -\frac{C}{S}x$$
$$k \sim \frac{S}{l}$$
$$k = \frac{ES}{l}$$
$$x \sim l$$
$\varepsilon = \dfrac{x}{l}$ - относительная деформация

E - модуль Юнга - характеристика материала

$\sigma_x = -E\varepsilon$ - механическое напряжение



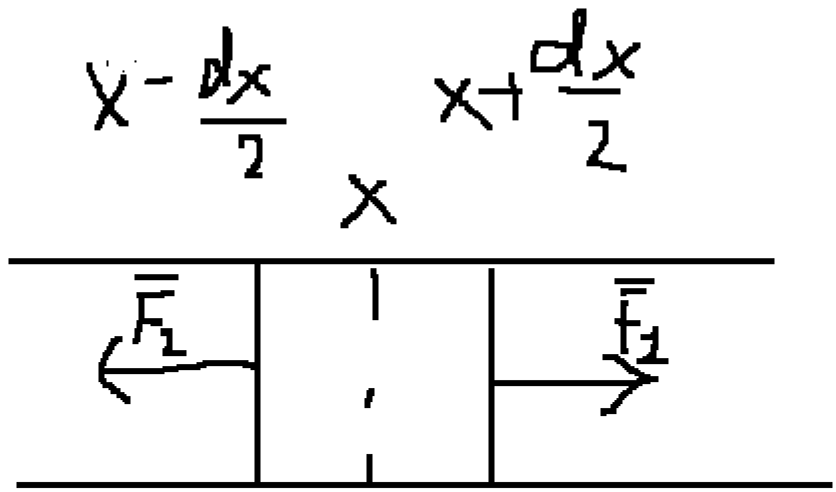
$$\varepsilon = ?$$

Начальная длина - dx

Конечная длина - $dx + \xi_1 - \xi_2$

Деформация - $\xi_1 - \xi_2$

$$\xi_1 = \xi\left(x + \frac{dx}{2}\right), \quad \xi_2 = \xi\left(x - \frac{dx}{2}\right)$$
$$\varepsilon = \frac{\xi\left(x + \frac{dx}{2}\right) - \xi\left(x - \frac{dx}{2}\right)}{dx} =$$
$$= \frac{\frac{\partial}{\partial x}\xi dx}{dx} = \frac{\partial}{\partial x}\xi$$



$$dm\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi=F_x^\Sigma$$
$$F_x^\Sigma=F_1-F_2=SE\varepsilon_1-SE\varepsilon_2=SE\left(\left(\frac{\partial}{\partial x}\xi\right)|_{x+\frac{dx}{2}}-\left(\frac{\partial}{\partial x}\xi\right)|_{x-\frac{dx}{2}}\right)=SE\frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi dx$$
$$\rho Sdx\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi=SE\frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi dx$$
$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\xi-\frac{1}{E/\rho}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi=0$$

В струне - поперечные волны (смещение перпендикулярно распространению)

В стержне - продольные волны (смещение параллельно распространению, вдоль распространения)

Синусоидальные плоские волны

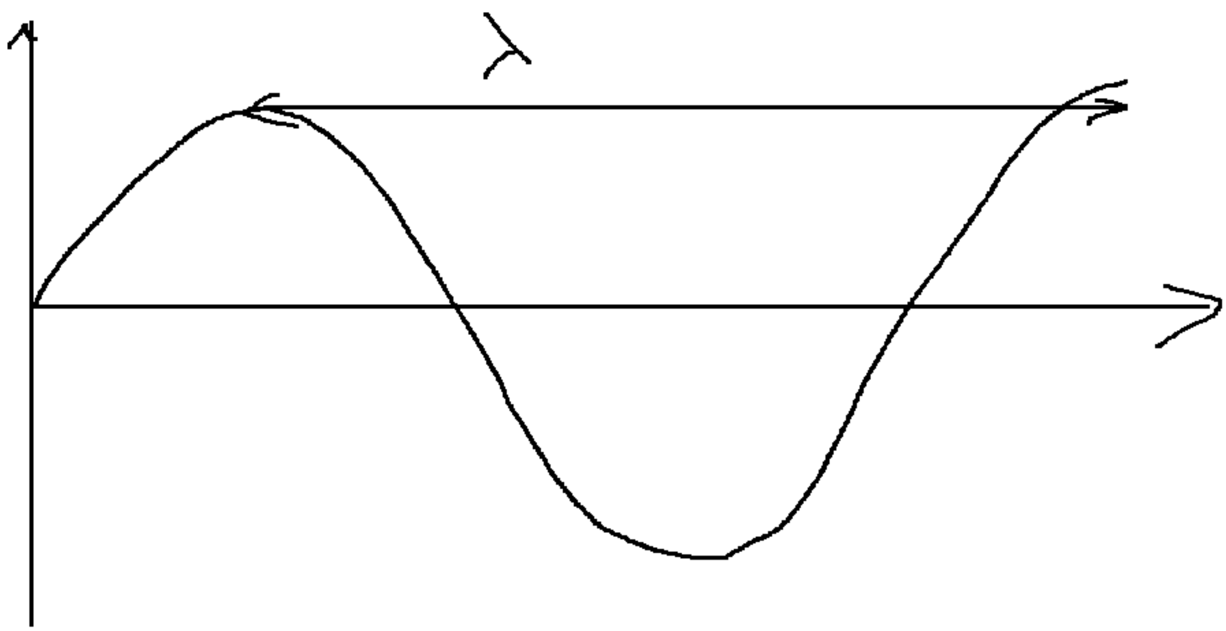
Пусть при $x=0$

$$\xi(0,t) = \xi^{\wedge}(t) = A\sin\omega t$$
$$\xi(x,t) = ?$$
Знаем $\xi(x,t) = \xi(x-ut) \implies$
$$\xi(0,t) = \xi(-ut)$$

$$A\sin\omega t = A\sin(\alpha(-ut))$$
$$x = 0 \quad A\sin(k(x-ut)) =$$
$$= A\sin(\omega t + kx)$$
фаза $= \omega = const \Rightarrow$
$d($фаза$) =$
$$\omega dt + kdx = 0$$
$$\frac{dx}{dt} = -\frac{\omega}{k}$$

$$\xi - \sin$$
$$-\alpha u = \omega$$
$$\alpha = -\frac{\omega}{u}$$
Переобозначим $\alpha \equiv k$ - волновое число

$$A\sin(\omega t - kx)$$
λ - длина волны

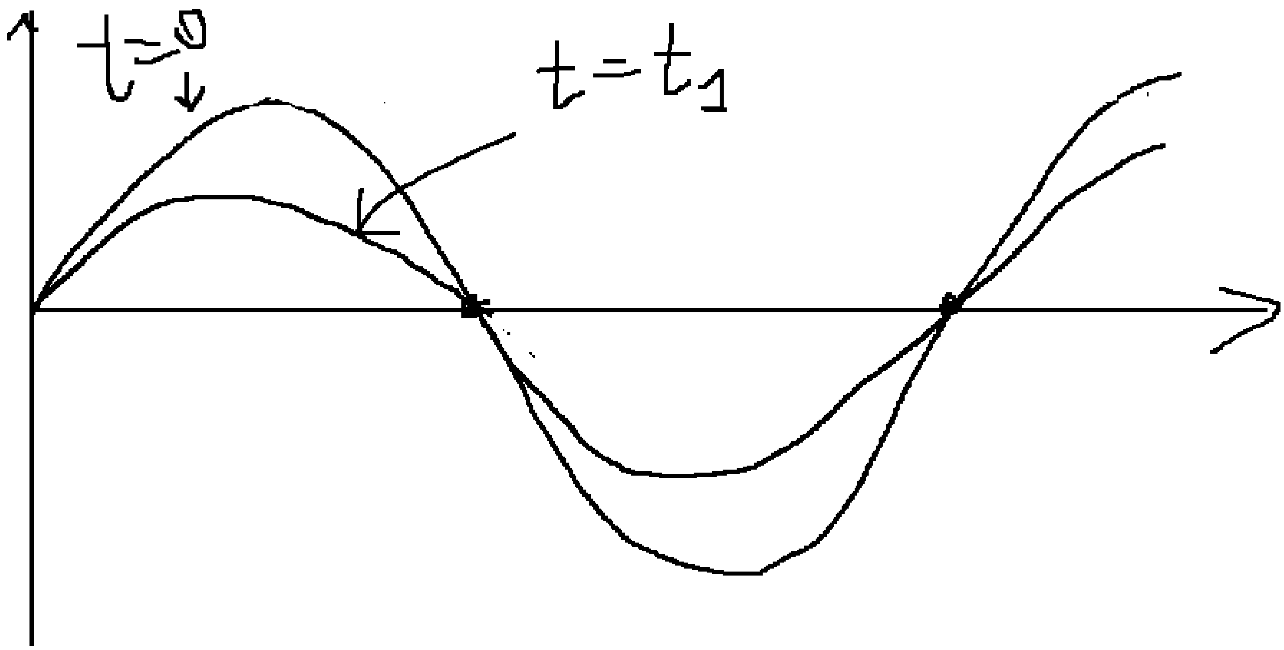


$$k\lambda = 2\pi$$
$$\omega T = 2\pi$$

Стоячие волны

Имеются 2 волны с одинаковой амплитудой, бегущие навстречу друг другу.

$$\xi_1(x,t) = A\cos(\omega t - kx)$$
$$\xi_2(x,t) = A\cos(\omega t + kx)$$
$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A\cos(\omega t)\cos(kx) =$$
$$= [2A\cos(kx)]\cos\omega t$$

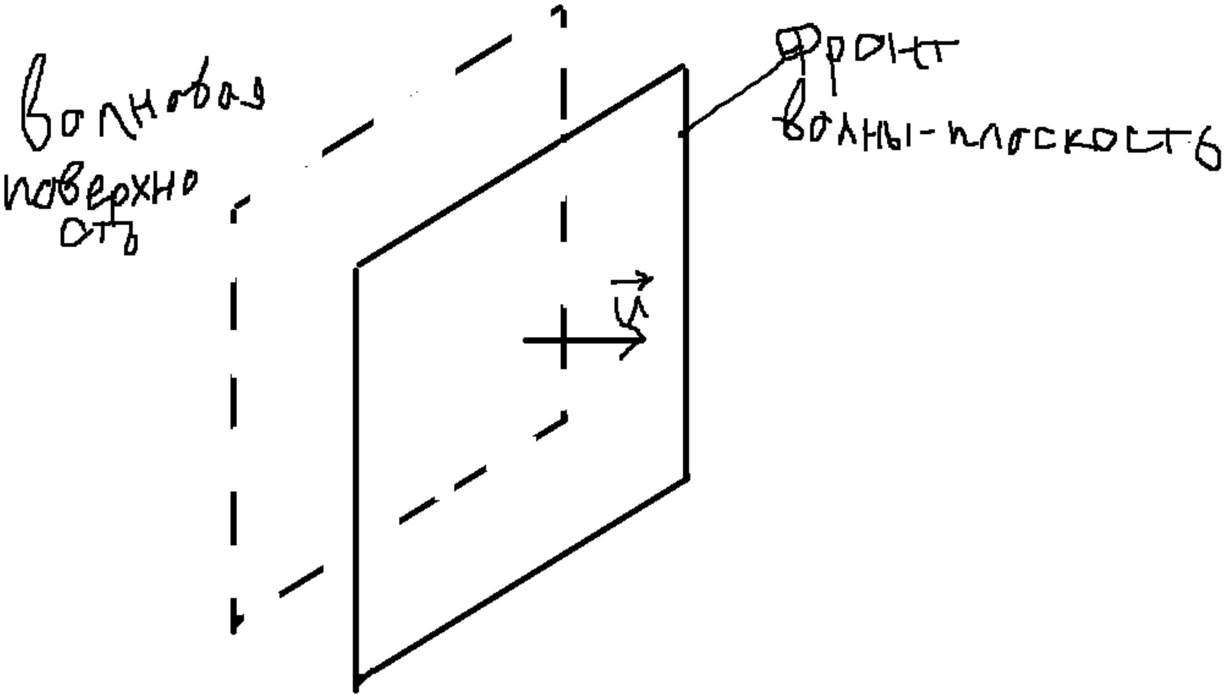


24/02/2025

Волны в пространстве

1D Волновое уравнение

$$\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} - \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = 0 \implies \text{соответствует}$$
Плоская волна, распространяющаяся параллельно оси ’X’



В 3D случае:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \to \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla^2 \text{ - оператор Лапласа в ДК}$$

$$\nabla^2 \xi - \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi = 0$$

∇ - набла (дифференциальный оператор Гамильтона)

$$\text{В (x,y,z) } \nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$$

$$\text{div } \vec{a} = \nabla \cdot \vec{a}$$

$$\text{rot } \vec{a} = \nabla \times \vec{a}$$

$$\text{grad } f = \nabla(f)$$

$$\nabla^2 f = \text{ div (grad } f)$$

Решение 3D волнового уравнения в виде плоских волн:

$$\xi(x, y, z, t) = \xi_x(x - ut) + \xi_y(y - ut) + \xi_z(z - ut) + \ldots$$

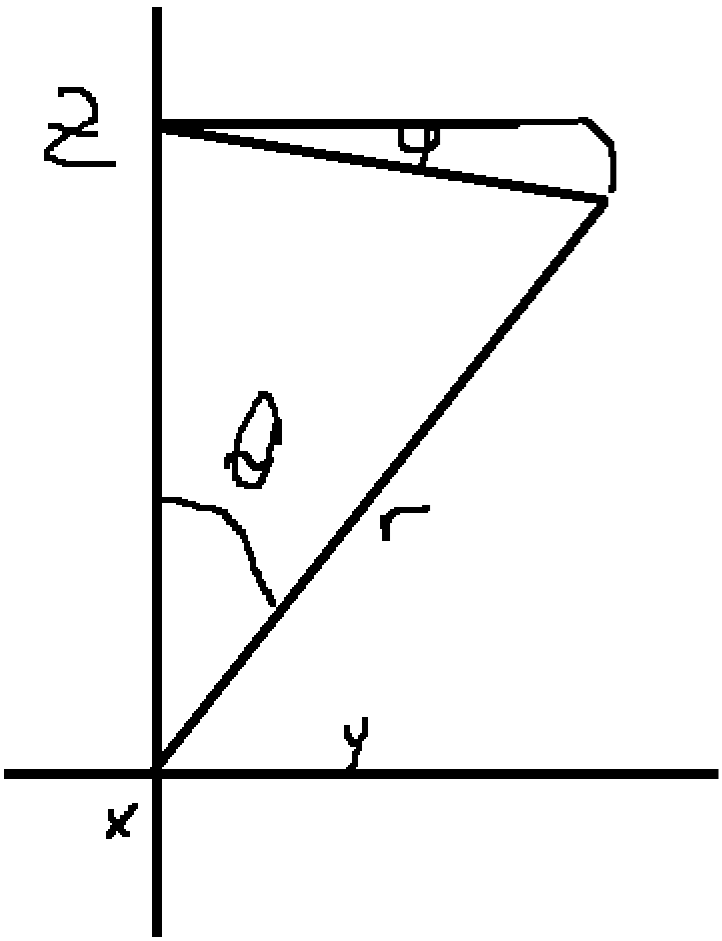
???

Решение 3D волнового уравнения в виде сферических волн

Имеем решение в виде $\xi = \xi(r, t)$

Найдём выражение для ∇_r^2 в сферической системе координат для случая, когда $f = f(r)$

$$\nabla_r^2 = \text{ div (grad } f(r))$$



$$\text{grad } f(r) = \frac{\partial f}{\partial r} \cdot \vec{e_r}$$

$$\text{grad } \psi = \frac{\partial \psi}{\partial r}\vec{e_r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta}\vec{e_\theta} + \frac{1}{r \sin\theta}\frac{\partial \psi}{\partial \varphi}\vec{e_\varphi}$$

$$\text{div } \vec{a} = \lim_{d_{\max} \to 0} \frac{\oint_{S_0} \vec{a} d\vec{S}}{V_0}$$

Для упрощения, рассмотрим бесконечно малый элемент объёмав сферических координатах

$$\text{grad } f(r) = \vec{a}(r)$$

$$'' \oint_{dS_0} \vec{a} d\vec{S} '' = a(r+dr)dS_\perp(r+dr) - a(r)dS_\perp(r) =$$

$$dS_\perp(r+dr) = (r+dr)d\theta \cdot (r+dr)\sin\theta d\varphi = (r+dr)^2 \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$dS_\perp(r) = rd\theta r\sin\theta d\varphi = r^2 \sin\theta d\varphi$$

$$= \frac{\partial}{\partial r}(r^2 a) dr \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$dV_0 = dr\ rd\theta\ r\sin\theta d\varphi = r^2 dr \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$\text{div } \vec{a} = \frac{\oint_{dS_0} \vec{a} d\vec{S}}{dV_0} = \frac{\frac{\partial}{\partial r}(r^2 a)\ \cancel{dr \sin\theta d\theta d\varphi}}{r^2\ \cancel{dr \sin\theta d\theta d\varphi}} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 a)$$

$$\nabla_r^2 = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial}{\partial r}\right)$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial \xi}{\partial r}\right)-\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi=0$$

$$\frac{1}{r^2}(r^2\xi'_r)'_r=\frac{1}{r^2}(2r\xi'_r+r^2\xi''_{rr})=\frac{2}{r}\xi'_r+\xi''_{rr}=\frac{1}{r}(2\xi'_r r+\xi''_{rr})=$$

$$=\frac{1}{r}(\xi'_r+\xi'_r+r\xi''_{rr})=\frac{1}{r}(\xi'_r+(r\xi'_r)'_r)=\frac{1}{r}(\xi+r\xi'_r)'_r=\frac{1}{r}(r\xi)''_{rr}\implies$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\xi)-\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\xi=0$$

$$r\neq 0$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\xi)-\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(r\xi)=0$$

$$r\xi=f$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}(f)-\frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(f)=0\implies$$

$$\xi(r,t)=\frac{f(r,t)}{r}$$

$$\text{Общее решение: } f(r,t)=f(r-ut)$$

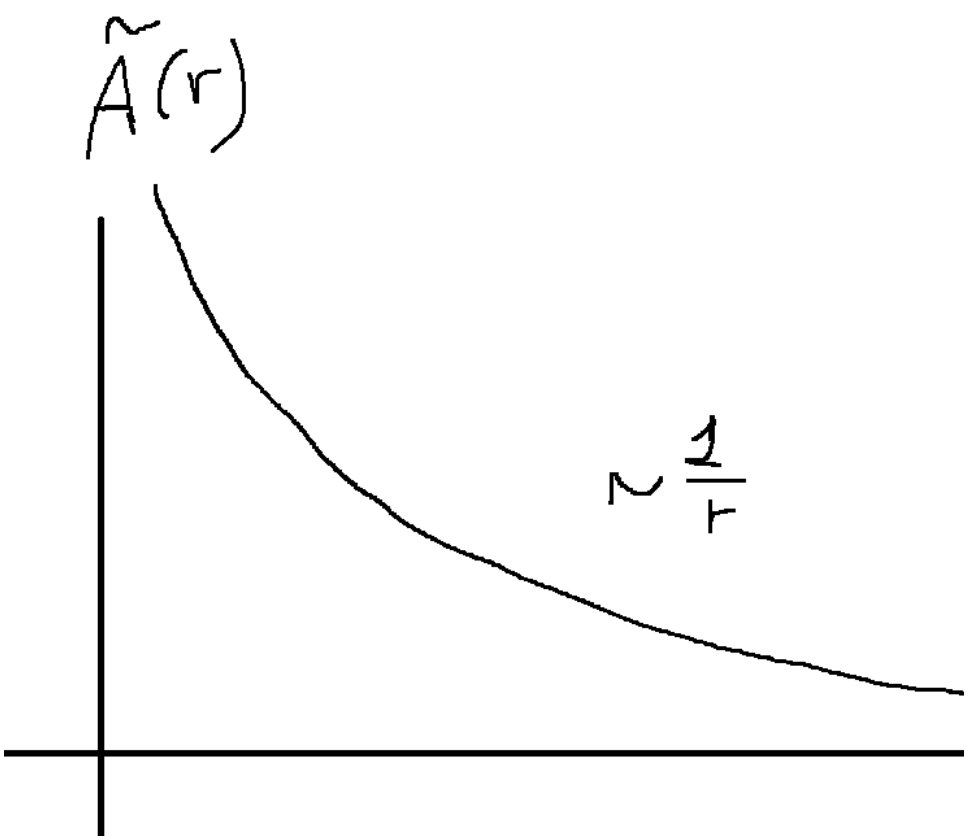
$$\xi(r,t)=\frac{f(r-ut)}{r}$$

Знак минус указывается на то, что волна распространяется от центра. (Расходящиеся от центра волны).

Синусоидальные сферические волны

$$\xi(r,t)=\frac{A_0\cos(\omega t-kr)}{r}=\tilde{A}(r)\cos(\omega t-kr)$$

$$\tilde{A}(r)=\frac{A_0}{r}$$



Энергия упругой волны

Рассмотрим малый объём dV упругой среды.

$$dK = \frac{dmV^2}{2}$$
$$\vec{V} = \frac{\partial\vec{\xi}}{\partial t}$$
$$dm = \rho dV$$
$$dK = \frac{\rho dV\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2}{2} = \frac{\rho}{2}\left(\frac{d\xi}{dt}\right)^2 dV$$
$$\omega_K = \frac{dK}{dV} \text{ - объемная плотность энергии}$$
Потенциальная энергия сжатия (растяжения) стержня
$$d\omega_K = \frac{\rho}{2}\left(\frac{d\xi}{dt}\right)$$
$$U_{\text{упр}} = \frac{kx^2}{2}$$
$$k = \frac{ES}{l}$$
$$x = \varepsilon l \text{ , где } \varepsilon \text{ - относительная деформация}$$
$$U_{\text{упр}} = \frac{\frac{ES}{l}\varepsilon^2 l^2}{2} = \frac{E\varepsilon^2}{2}\rho l$$
$$\omega_V = \frac{U_{\text{упр}}}{V} = \frac{E\varepsilon^2}{2},\ \varepsilon = \frac{\partial\xi}{\partial x} \Rightarrow$$
Объёмная плотность полной потенциальной энергии
$$\omega_U = \frac{E}{2}\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2$$
$$\omega = \omega_K + \omega_V \text{ - объёмная плотность полной энергии в упругой (продольной) волне}$$
$$\omega = \frac{\rho}{2}\left(\frac{\partial\xi}{\partial t}\right)^2 + \frac{E}{2}\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2$$

Рассмотрим случай плоской синусоидальной волны

$$\xi(x,t) = A\cos(\omega t - kx)$$
$$\frac{\partial\xi}{\partial t} = -A\omega\sin(\omega t - kx)$$
$$\frac{\partial\xi}{\partial x} = Ak\sin(\omega t - kx)$$
$$w = \frac{A^2\sin^2(\omega t - kx)}{2}[\rho\omega^2 + Ek^2]$$
$$\xi = A\cos(\underbrace{\omega t - kx}_{\text{фаза}})$$

Найдём скорость движения поверхности постоянной фазы

$$\text{фаза } = \omega t - kx = const$$
$$d \text{ фаза } = \omega dt - kdx = 0 \Rightarrow$$
$$\frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{k} = u$$
$$u_{\text{ср}} = \frac{\omega}{k}$$

$$w = \frac{A^2\sin^2(\omega t - kx)}{2}\left[1 + \cancelto{u^2}{\frac{E}{\rho}} \cancelto{\frac{1}{u^2}}{\left(\frac{k}{\omega}\right)^2}\right]$$

Для стержня сплошной среды:

$$u_{\text{п}} = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \Rightarrow u^2 = \frac{E}{\rho}$$

$$w = A^2\omega^2\rho\sin^2(\omega t - kx)$$
$$< w >= \lim_{T\to\infty} \frac{\int_0^\infty w(t)dt}{T}$$
$$< w >= A^2\omega^2\rho < \sin^2(\omega t - kx) >=$$

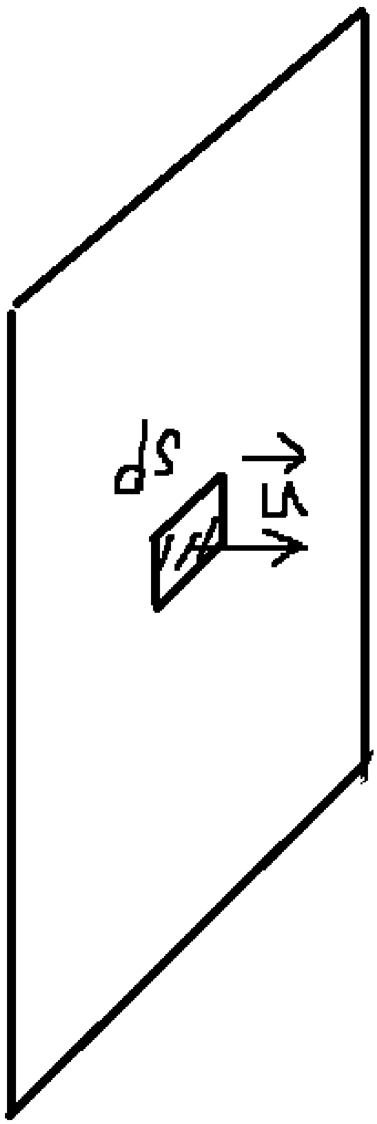
$$\sin^2\alpha + \cos^2\alpha = 1$$
$$< \sin^2\alpha > + < \cos^2\alpha >= 1$$
$$< \sin^2\alpha >=< \cos^2\alpha >\Rightarrow< \sin^2\alpha >= \frac{1}{2}$$

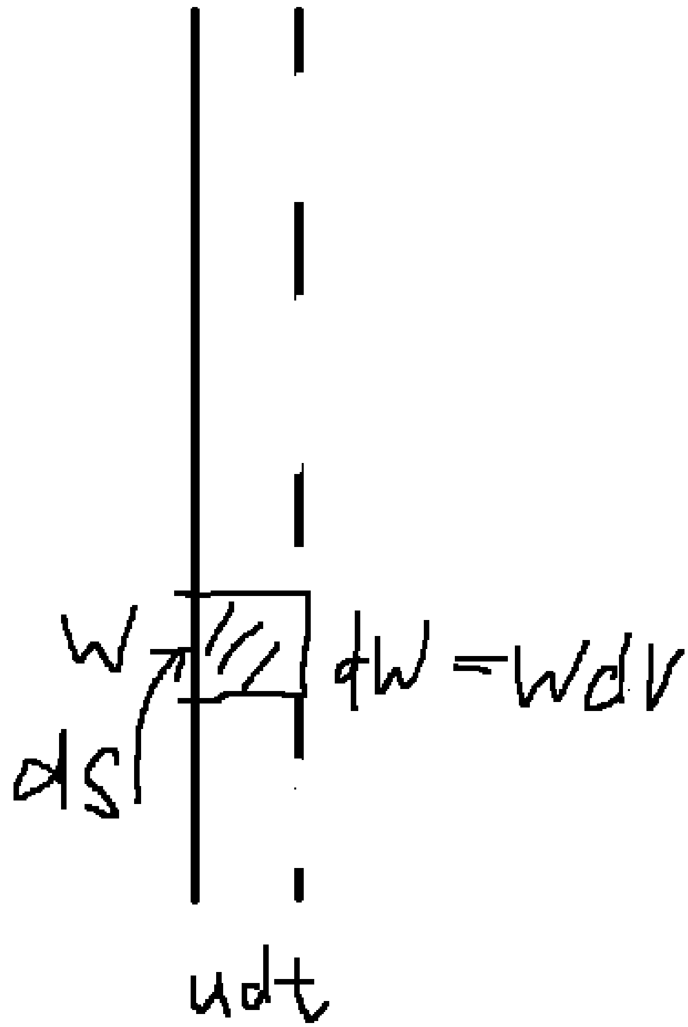
$$< w >= \frac{A^2\omega^2\rho}{2}$$

???

Перенос энергии упругой волны

Вектор Умова





$$dW = W\,dV$$
$$dV = dS\,u\,dt$$
$$dW = W\,dS\,u\,dt$$

$\vec{J_W}$ - плотность потока энергии

$$|\vec{J_W}| = \frac{dW}{dSdt}\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}\right]$$

$$\vec{J_W} = w\vec{u}$$

03/03/2025

Термодинамика и молекулярная физика

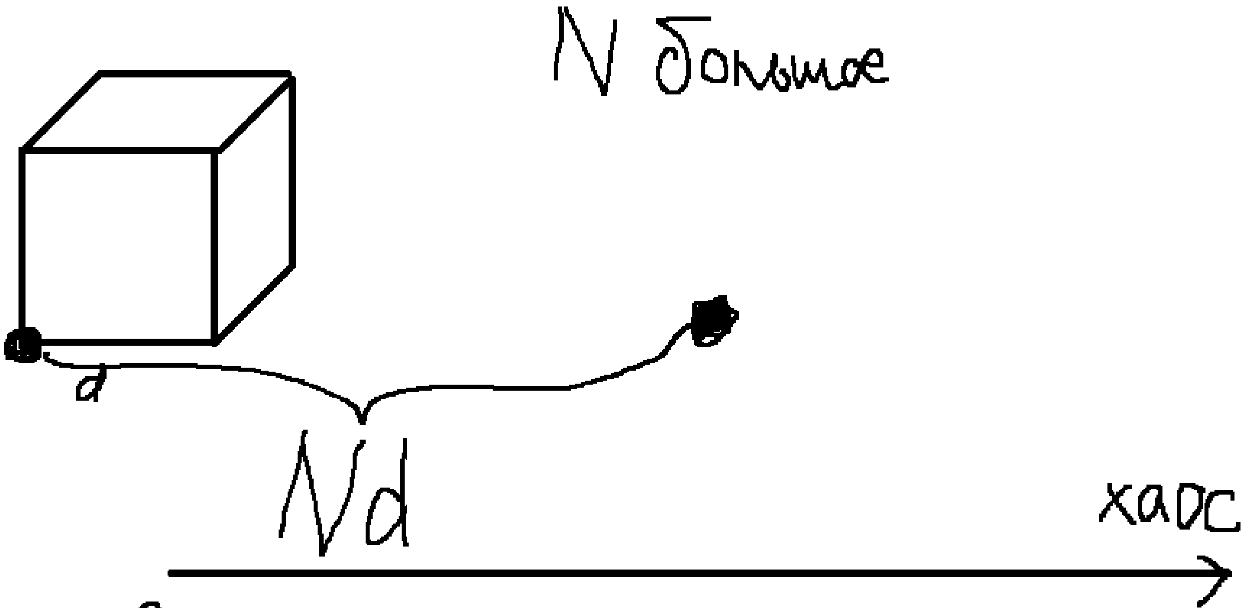
Книга: ДВ Сивухин Общий курс Физики том 2.

Макроскопические системы состоят из огромного числа молекул (10^{23}).

Динамическое описание макросистем невозможно по следующим причинам:

1. Мы не знаем точного закона взаимодействия атомов и молекул макросистемы.
2. Мы не знаем начальные условия для всех молекул.
3. Физически невозможно записать такое количество уравнений и такое количество начальных условий.
   Комментарий: Даже если б мы могли получить решение для всех молекул, будет непонятно, что с этой информацией делать.
   Для описания макросистем (равновесных и квазиравновесных состояний) существует 2 подхода:
   1 подход: Феноменологическая (аксиоматическая термодинамика).
   Основана на небольшом числе постулатов (аксиом), выведенных из огромного экспериментального материала.
   В рамках своей применимости предсказания термодинамики очень точны.
   Недостаток: сильная абстрактность понятий и отсутствие каких-либо сведений о механизме происходящих процессов.
   Для придания большей наглядности используют простейшие представления молекулярно-кинетической теории (МКТ далее).
   2 подход: Статистическая физика.
   Позволяет зная микроскопическое устройство системы найти среднее значение всех основных термодинамических величин.
   Использует математический аппарат теории вероятностей и математической статистики.

Подход Больцмана-Максвелла.
Вещество существует при не очень высоких температурах в 3 основных агрегатных состояниях: твёрдое тело (кристалл), жидкость, газ.
В целом, вещество нейтрально.



твёрдое тело → жидкость → газ

твёрдое тело	жидкость	газ
1) Дальний порядок	1) Ближний порядок	1) Нет упорядоченности
2) Сильное взаимодействие между атомами	2) Сильное взаимодействие молекул (атомов)	2) Слабое взаимодействие

В теоретической механике и физике твёрдое тело - это разные понятия.
Например, в английском это отражено. Solid state и Rigid body.

Идеальный газ

Уравнение состояния идеального газа

Оно же Уравнение Менделеева-Клайперона)

$$PV = \nu RT$$

ν - число молей газа [моль]
$R \approx 8.3 \frac{\text{Дж}}{\text{моль}\cdot\text{К}}$ - универсальная газовая постоянная
1 моль вещества содержит $N_A \approx 6 \cdot 10^{23}$ атомов (или молекул)
$N_A = [\frac{1}{\text{моль}}]$

$$P = \frac{\nu}{V}RT = \underbrace{\frac{\nu N_A}{V}}_{n} \cdot \underbrace{\frac{R}{N_A}}_{k_B \text{ - постоянная Больцмана}} \cdot T$$

$$P = nk_BT$$

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа.

Разобъём молекулы по скоростным группам $(v_{x_i}, v_{x_i} + \Delta v_x)$, где $\Delta v_x \ll v_x$.

$$n_i \text{ - концентрация молекул с скоростью } \in (v_{x_i}, v_{x_i} + \Delta v_x)$$

Найдём сколько молекул ударится о площадку ΔS за время Δt.

$$\Delta N = n_i \Delta V_i$$

$$\Delta V_i = v_{x_i} \Delta t \Delta S \Rightarrow$$

$$\Delta N = v_{x_i} \Delta t \Delta S n_i$$

Эти частицы передадут стенке импульс

$$\Delta p_x^{\text{стенки}} = 2m_0 v_{x_i} \cdot \Delta N_i = 2m_0 n_i v_{x_i}^2 \Delta S \Delta t$$

Подразумевается, что $v_{x_i} > 0$

Суммарный импульс, переданный стенке

$$\Delta p_{\sum,x}^{\text{стенки}} = \sum_i p_{x,i}^{\text{стенки}} = 2m_0 \sum_i n_i v_{x,i}^2 \Delta S \Delta t$$

По второму закону Ньютона

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}\vec{p} \Rightarrow F_{\text{стенки},x} = \frac{\Delta p_{\sum,x}^{\text{стенки}}}{\Delta t} \Rightarrow$$

$$P = \frac{F_{\text{стенки}}}{\Delta S} = \frac{\Delta p_{\sum,x}^{\text{стенки}}}{\Delta S \Delta t}$$

$$P = 2m_0 \sum_i n_i v_{x,i}^2$$

$$< v_x^2 >= \sum_k P_k v_{x,k}^2, \text{ где}$$

$$P_k \text{ - вероятность значения } v_{x,k}^2$$

$$P_k = \frac{n_k}{n}, \text{ где}$$

$$n_k \text{ - концентрация, соотвествующая } v_x^2 = v_{x,k}^2$$

$$v_{x,i}^2 = -v_{x,i}^2$$

$$n_k = \begin{cases} +v_{x,k} \\ -v_{x,k} \end{cases}$$

$$\begin{matrix} n_i \\ v_{x,k} > 0 \end{matrix} \Rightarrow n_i = \frac{1}{2} n_i^{\pm} \Rightarrow$$

$$\sum_i n_i v_{x,i}^2 = \frac{1}{2} \sum_i n_i^{\pm} v_{x,i}^2 =$$

$$= \frac{n}{2} \sum_i \frac{n_i}{n} v_{x,i}^2 =$$

$$= \frac{n}{2} \sum_i P_i v_{x,i}^2 = \frac{n}{2} < v_x^2 >$$

$$P = m_0 n < v_x^2 >$$

$$< v^2 >=< v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 >=< v_x^2 > + < v_y^2 > + < v_z^2 >\Rightarrow$$

$$< v_x^2 >= \frac{1}{3} < v^2 >\Rightarrow$$

$$P = \frac{2}{3} n < E_{\text{пост}} >$$

03/03/2025 2

$$P = nkT \Rightarrow < E_{поступательное} >= \frac{3}{2}kT$$
$$< \frac{mv_x^2}{2} > + < \frac{mv_y^2}{2} > + < \frac{mv_z^2}{2} >= \frac{3}{2}kT$$
$$< \frac{mv_x^2}{2} >= \frac{kT}{2}$$

Теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы:
На 1 степень свободы в среднем приходится энергия $\frac{kT}{2}$.

$$< E >= \frac{ikT}{2}$$

Тип молекулы	**Число степеней свободы**	**Средняя энергия**	**Энергия 1 моля**	$C_V = \frac{dU_{\text{моль}}}{dT}$	C_P	γ
1-атомная (He, Ar)	3	$\frac{3}{2}kT$	$\frac{3}{2}RT$	$\frac{3}{2}R$	$\frac{5}{2}R$	$\frac{5}{3}$
2-атомная жёсткая (O_2, H_2)	5	$\frac{5}{2}kT$	$\frac{5}{2}RT$	$\frac{5}{2}R$	$\frac{7}{2}R$	$\frac{7}{5}$
3х и более атомная жёсткая нелинейная, O_3 , H_2O	6	$\frac{6}{2}kT$	$\frac{6}{2}RT$	$3R$	$4R$	$\frac{4}{3}$

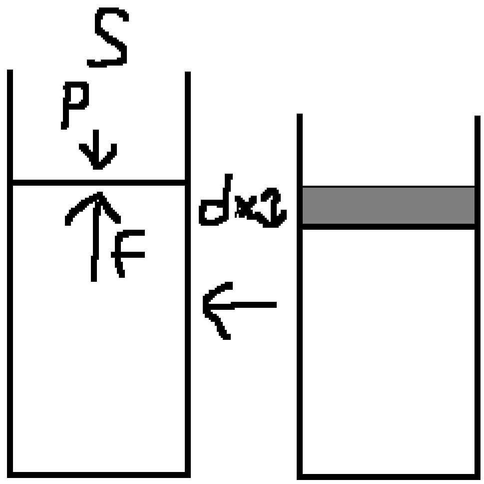
Следующий раздел

Первое начало термодинамики

Количество теплоты - энергия, переданная системе путём теплообмена.
Теплообмен - процесс передачи энергии без совершения макроскопической работы.
3 механизма передачи тепла:
Теплопроводность, конвекция и излучение.
Проводность - металлическая ложка в кипятке обжигает пальцы.
Конвекция - горячая вода в кастрюле всплывает. Холодный воздух опускается.
Излучение - ночью холоднее чем днём.
Внутренняя энергия - суммарная энергия всех входящих в систему атомов и молекул за минусом кинетической и потенциальной энергии как целого.
Если балон с газом поднять на Эверест, то внутренняя энергия напрямую от этого не поменяется.
Одно и то же состояние системы можно достичь за счёт работы или за счёт теплоты.

Предположим, у нас имеется объём жидкости, который мы хотим нагреть до какой-то температуры.
Первый способ:
Опускаем электическую спираль с включённым током в воду и ждём.
$dU = \delta Q,\ \delta A = 0$
Второй способ:
Опускаем в воду миксер и перемешиваем.
$dU = -\delta A = +\delta A^{\text{внешняя}}$
$\Delta U = U_{\text{конечное}} - U_{\text{начальное}}$

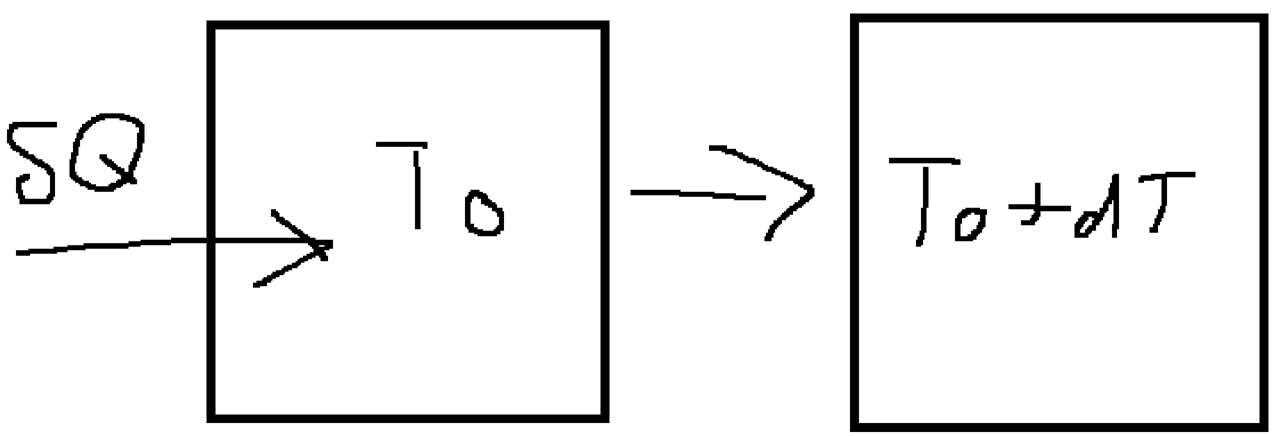
Работа газа против внешнего давления



$$\delta A = \vec{F} d\vec{x} = PSdx = PdV$$
$$\delta A = PdV$$

Теплоёмкость идеального газа

$$C = \frac{\delta Q}{dT} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{К}}\right]$$



Теплоёмкость газа зависит от процессов теплопередачи.
Возьмём 1 моль газа.

$$C = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}\right]$$

Для 1 моля уравнение состояния будет иметь вид

$$PV = RT$$

Возьмём изохорный процесс ($V = const$) $\Rightarrow$

$$\delta A = pdV = 0 \Rightarrow$$
$$\delta Q_V = dU \Rightarrow C_V = \frac{\delta Q_V}{dT} = \frac{dU}{dT}$$
$$\text{Для идеального газа } U = U(T) \Rightarrow$$
$$dU = C_V dT$$

Смотрим на столбец таблицы с C_V и идём дальше

Изобарный процесс ($P = const$) $\Rightarrow$

$$\delta Q = dU + PdV =$$
$$PV = RT$$
$$d(PV) = d(RT)$$
$$PdV = RdT$$
$$= C_V dT + RdT = (C_V + R)dT$$

$$C_P = C_V + R \text{ - формула Майера}$$

Курьёзы:

Изотермический процесс ($T = const$) $\Rightarrow dT = 0$

$$\delta Q = \cancelto{0}{C_V dT} + PdV$$
$$\delta Q = PdV$$
$$C_T = \frac{\delta Q}{dT} = \frac{\delta Q}{0} = \infty$$

Адиабатический процесс ($\delta Q = 0$)

Происходит либо в хорошо теплоизолированной системе, либо процесс происходит настолько быстро, что теплообмен не играет существенной роли (взрыв).

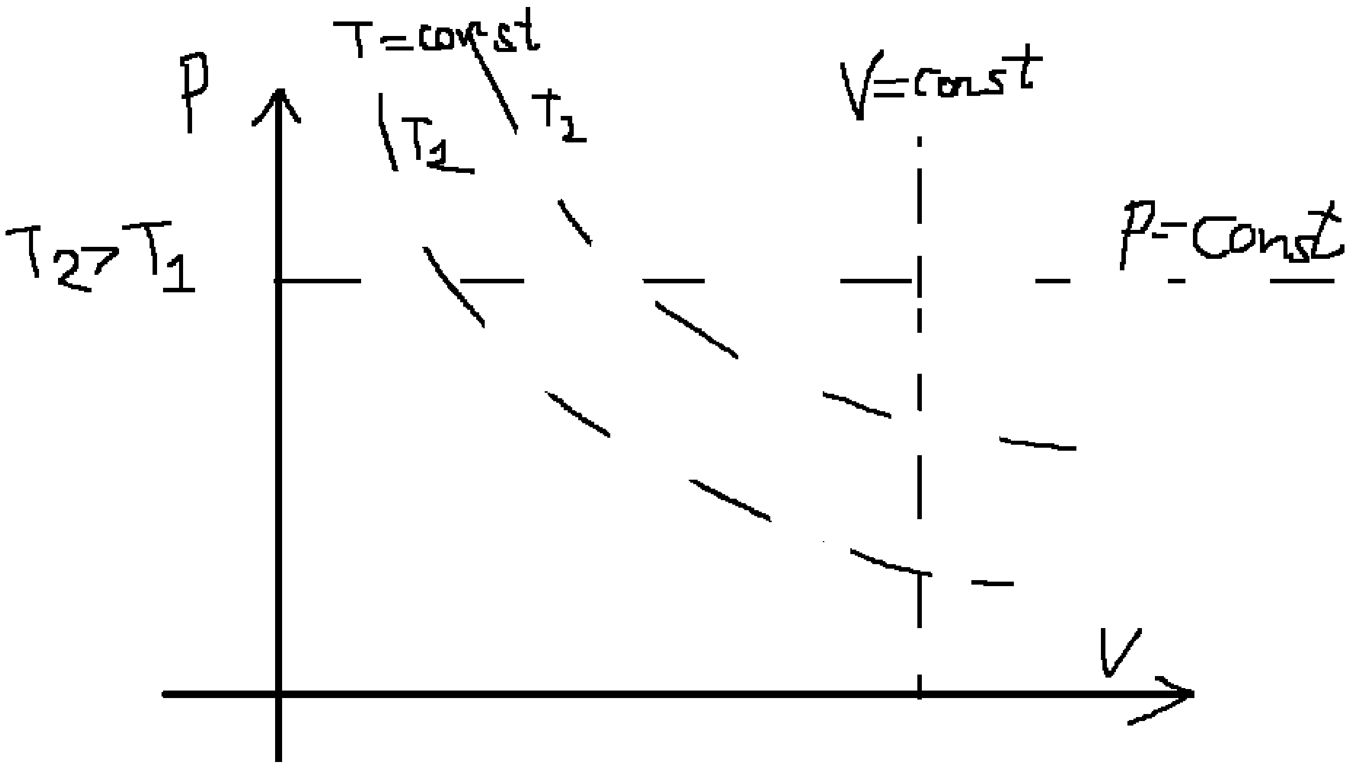
$$C_{\text{адиабатический}} = \frac{\delta Q}{dT} = 0$$
$$0 = C_V dT + PdV$$

Если сжать шину, то она нагреется.

Уравнение адиабаты.

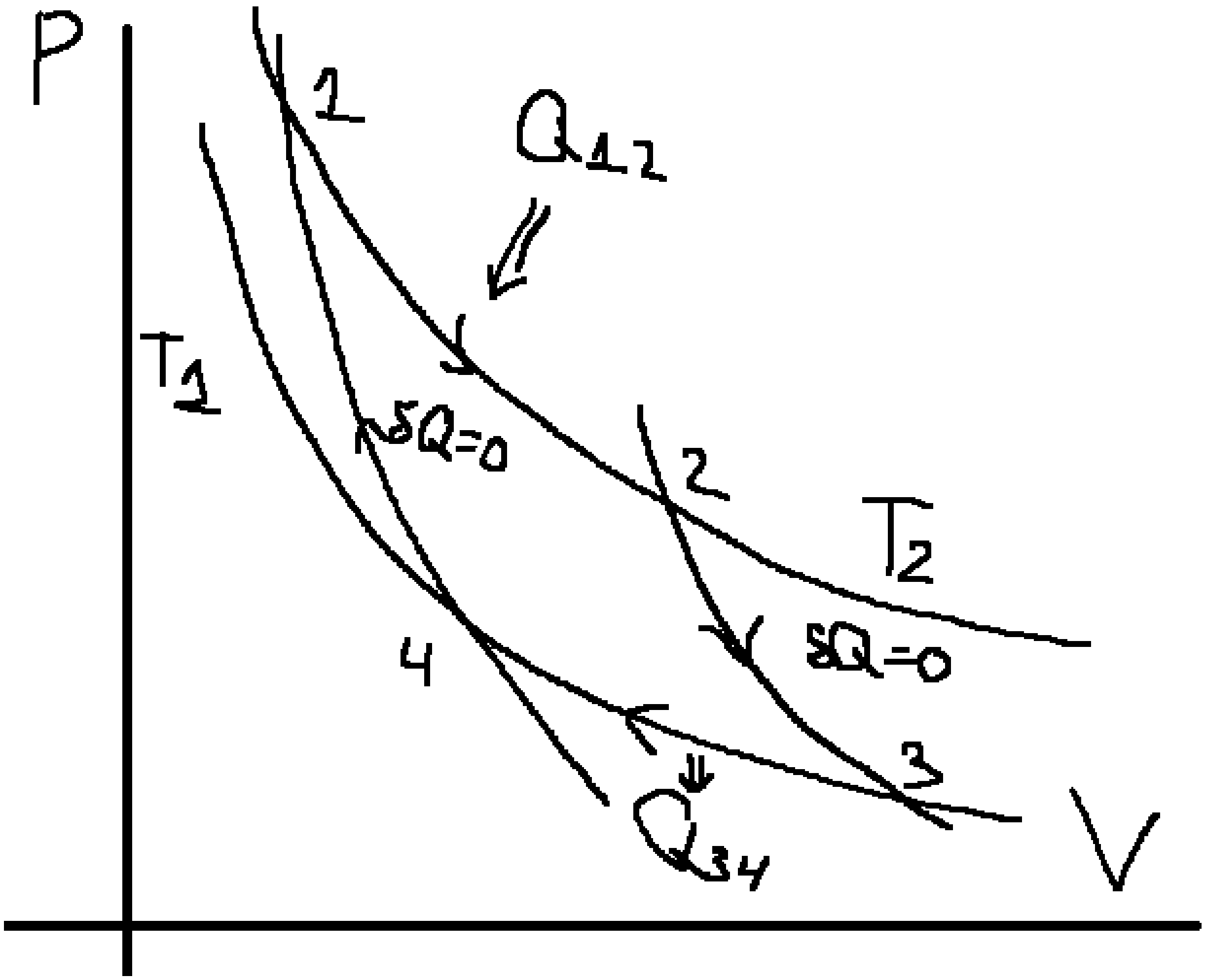
$$\delta Q = 0 \Rightarrow dU + \delta A = 0$$
$$C_V dT + PdV = 0$$
$$PV = RT$$
$$d(PV) = d(RT)$$
$$PdV + VdP = RdT$$
$$dT = \frac{1}{R}(PdV + VdP)$$
$$\frac{C_V}{R}(PdV + VdP) + PdV = 0$$
$$\underbrace{(C_V + R)}_{C_P} PdV + C_V VdP = 0$$
$$C_P PdV + C_V VdP = 0$$
$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} \text{ - показатель адиабаты}$$
$$\gamma PdV + VdP = 0$$
$$\gamma \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0$$
$$\gamma \ln V + \ln P = const$$
$$\ln(V^\gamma P) = const$$
$$PV^\gamma = const \text{ - уравнение адиабаты в } (P, V)$$

См. последний столбец таблицы.



$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} > 1 \Rightarrow P = \frac{const}{V^\gamma}$$

Процесс, у которого начальное и конечное состояние совпадают, называют циклическим. $\delta U = 0$
Поэтому в круговом процессе $Q = A$
цикл Карно



Уравнение адиабаты в (V, T):

$$PV^\gamma = const$$
$$PV = RT$$
$$P = \frac{RT}{V} \implies P \sim \frac{T}{V}$$
$$\frac{T}{V}V^\gamma = const \Rightarrow$$
$$TV^{\gamma-1} = const$$

КПД:

$$\eta = \frac{A}{Q_{полученное}}$$

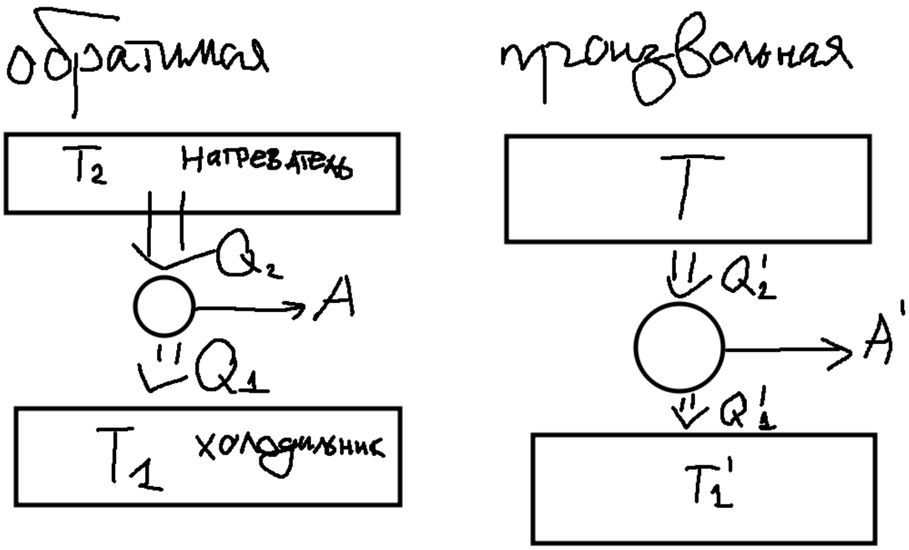
10/03/2025

Второе начало термодинамики
Формулировка Томпсона:
Невозможен процесс, **единственным результатом** которого будет превращение в работу теплоты, взятой от теплового резервуара с одной температурой.
Формулировка Клаузиуса:
Невозможен процесс, **единственным результатом** которого будет передача теплоты от холодного тела горячему.
Теорема Карно:

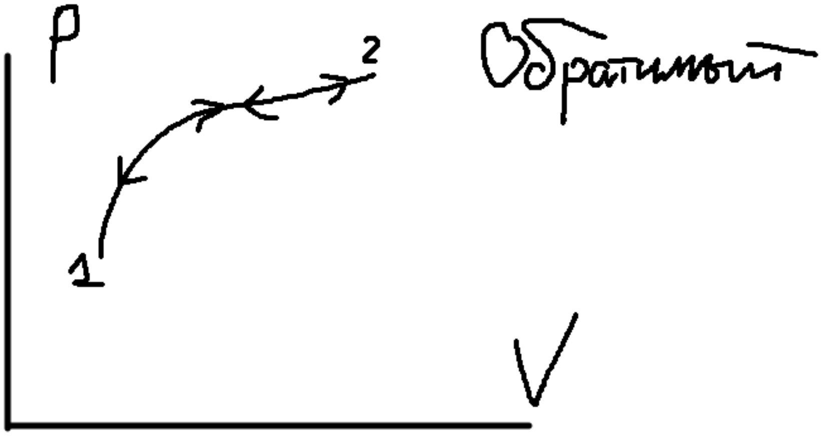
Э.Ферми "Термодинамика".

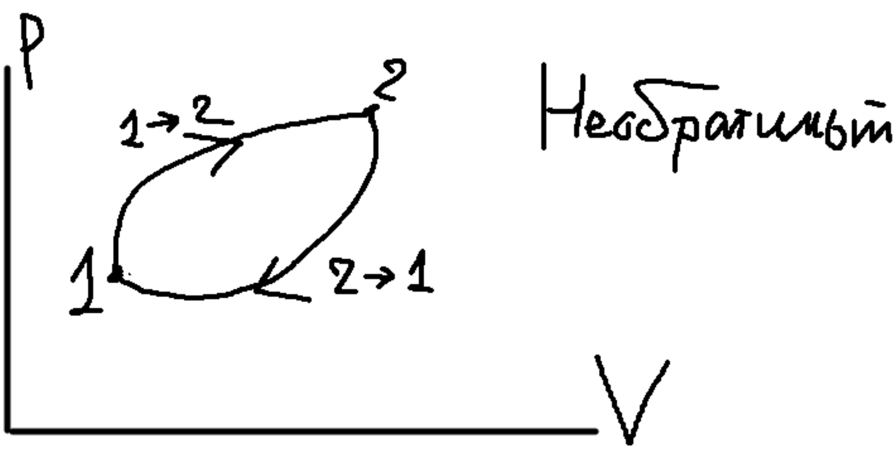
Обратимый процесс - проход через одни и те же стадии как в прямом, так и обратном направлении.

$$\frac{Q_1}{Q_2} \le \frac{Q_1'}{Q_2'}$$



(Справа тоже T2, потом исправил)

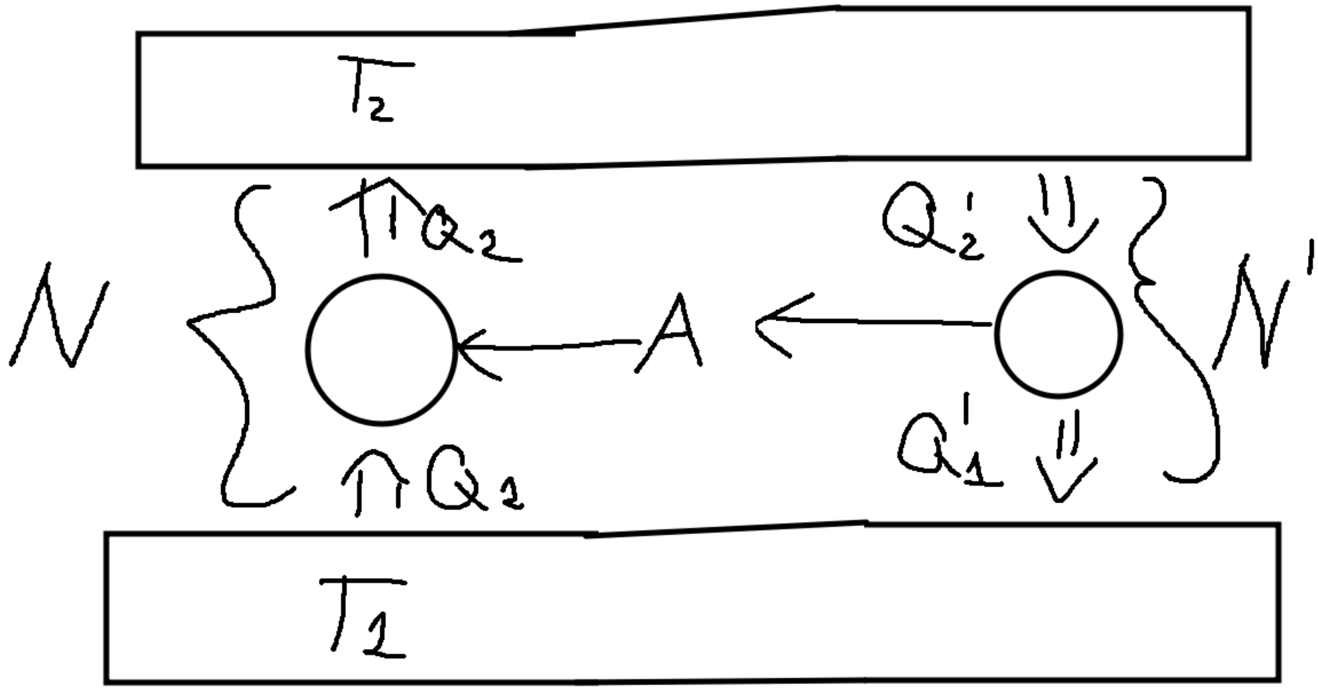




Возьмём N обратных циклов 1 машины и N' обычных циклов 2 машины таким образом, что

$$NQ_1 = N'Q_1'$$

Рассмотрим объединённую тепловую машину
N обратных "N1"
N' обратных "N2"



Q_Σ у резервуара с температурой T_1

$$Q^{\Sigma}_{(T_1)} = Q'_1 N' - Q_1 N = 0$$

(Так подобрали, что один резервуар получил столько же тепла, сколько отдал)

$$A_{\text{цикла}} = N' Q'_2 - N Q_2 = Q_{\text{цикла}}$$

Согласно второму началу термодинамики невозможно получить положительную работу, взяв теплоту от резервуара с одной температурой. $\Rightarrow$

$$A_{\text{цикла}} \leq 0$$

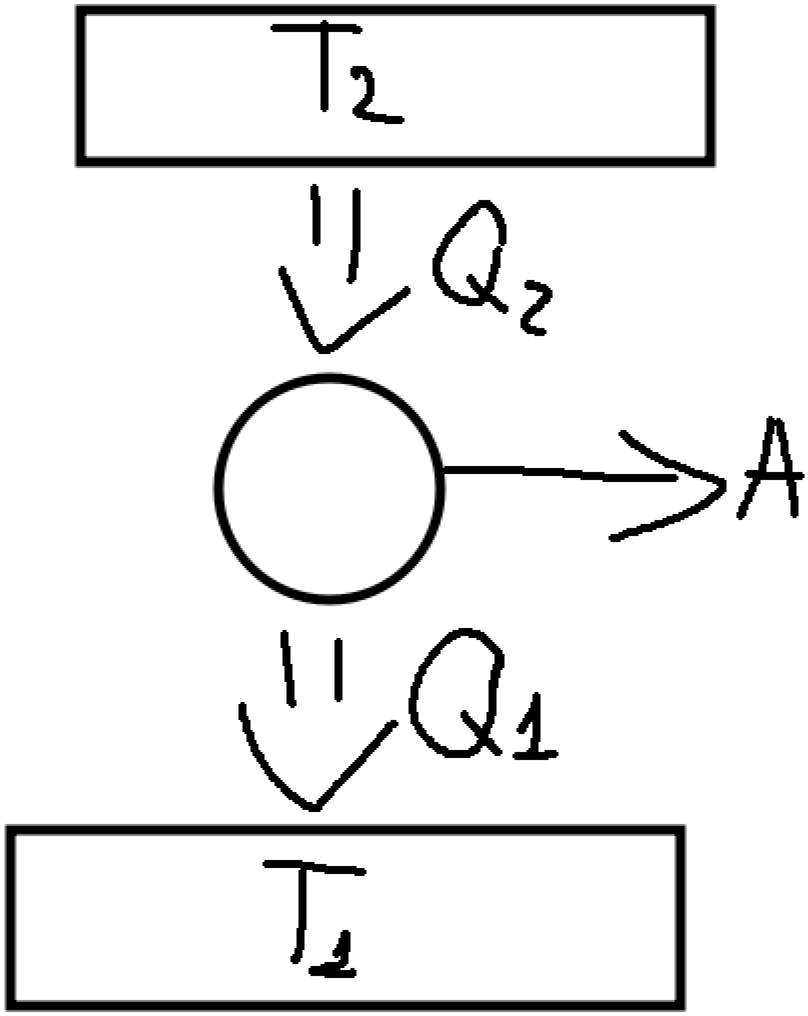
$$\begin{matrix} N'Q'_2 - NQ_2 \leq 0 \\ NQ_1 = N'Q'_1 \end{matrix} \Rightarrow \frac{Q_2}{Q_1} \geq \frac{Q'_2}{Q'_1} \Leftrightarrow \frac{Q'_1}{Q'_2} \geq \frac{Q_1}{Q_2}, \text{ чтд}$$

Если вторая машина тоже обратимая, то в доказательстве их можно поменять ролями и тогда мы получим

$$\frac{Q_2}{Q_1} \leq \frac{Q'_2}{Q'_1}$$

Из этого следует, что $\frac{Q'_1}{Q'_2} = \frac{Q_1}{Q_2}$
Если вторая машина необратима, то неравенство строгое.

Следствия из теоремы Карно:



$$\eta = \frac{A_{\text{цикла}}}{Q_{\text{нагревателя}}} = \frac{A}{Q_2}$$
$$A = A_{\text{цикла}} = Q_2 - Q_1$$
$$\eta = \frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} = 1 - \frac{Q_1}{Q_2}$$

КПД обратимой машины выше КПД необратимой машины.
КПД всех обратимых машин, действующих между температурами T_2 и T_1 одинаков.
Отношение теплот Q_2 и Q_1 связано с температурами T_2 и T_1
Для обратимой машины:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = f(T_2, T_1)$$

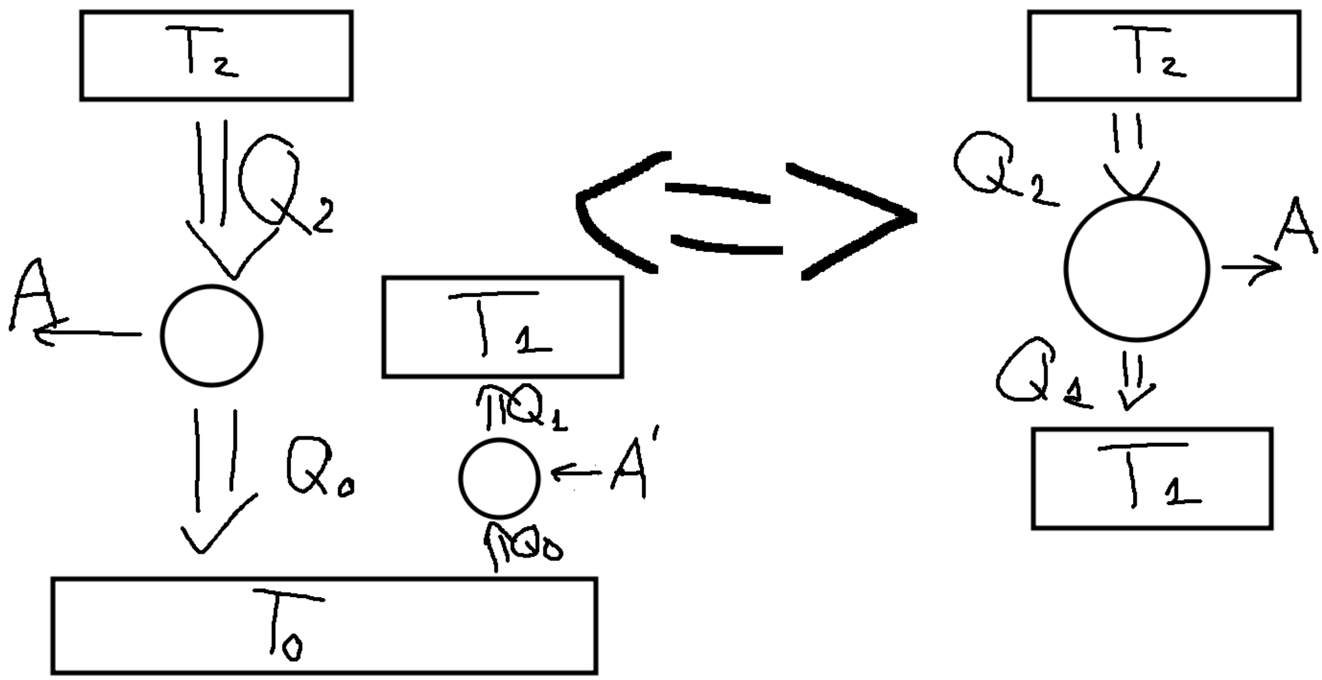
Выберем некоторую стандартную температуру T_0.

$$\frac{Q_2}{Q_0} = f(T_2, T_0)$$
$$\frac{Q_1}{Q_0} = f(T_1, T_0)$$

Поскольку T_0 фиксирована

$$\frac{Q_2}{Q_0} = f(T_2)$$

$$\frac{Q_1}{Q_0} = f(T_1)$$



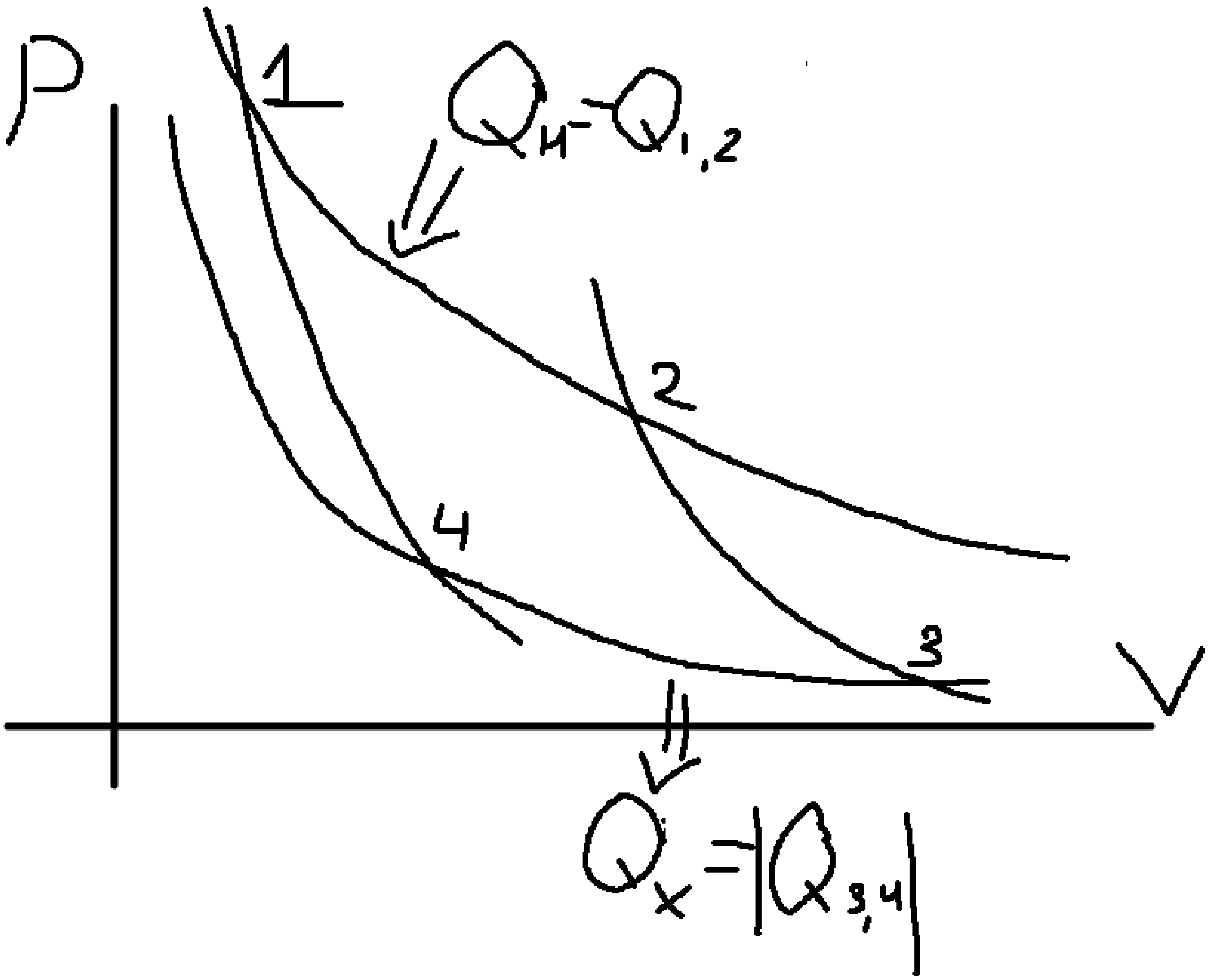
$$f(T_2, T_1) = \frac{Q_2}{Q_1}$$

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{f(T_2)}{f(T_1)}$$

Абсолютная термодинамическая температура

Покажем, что в качестве $f(T)$ может быть выбрана температура идеального газового термометра.

Для этого рассмотрим цикл Карно



$Q_н$ - тепло нагревателя

$Q_х$ - тепло, полученное холодильником

$$1 \to 2 \;\; (T = \text{const} \Rightarrow dU = 0) \;\; \Rightarrow \delta Q = \delta A = PdV$$
$$Q_{12} = \int_{V_1}^{V_2} P(V)dV = RT_2 \int_{V_1}^{V_1} \frac{dV}{V} = RT_2 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)$$
$$3 \to 4 \;\; (T = \text{const} \Rightarrow dU = 0) \;\; \delta Q = \delta A = PdV$$
$$|Q_{34}| = Q_{43} = RT_1 \int_{V_4}^{V_3} \frac{dV}{V} = RT_1 \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right)$$
$$\frac{Q_\text{н}}{Q_\text{х}} = \frac{\cancel{R} T_2 \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right)}{\cancel{R} T_1 \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right)}$$
$$2 \to 3 \text{ - адиабата } \Rightarrow PV^\gamma = \text{const}$$
$$PV = RT \; (1 \text{ моль})$$
$$P = \frac{RT}{V} \sim \frac{T}{V} \Rightarrow PV^\gamma \sim \left(\frac{T}{V}\right)V^\gamma = TV^{\gamma-1}$$
$$\text{Уравнение адиабаты: } TV^{\gamma-1} = \text{const}$$
$$T_2 V_2^{\gamma-1} = T_1 V_3^{\gamma-1}$$
$$1 \to 4: \text{ адиабата } \Rightarrow T_2 V_1^{\gamma-1} = T_1 V_4^{\gamma-1} \Rightarrow$$
$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^{\gamma-1} \Rightarrow$$
$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \Rightarrow \ln\left(\frac{V_2}{V_1}\right) = \ln\left(\frac{V_3}{V_4}\right) \Rightarrow$$
$$\frac{Q_\text{н}}{Q_\text{х}} = \frac{T_2}{T_1}$$

Мы нашли КПД цикла Карно.

24/03/2025

Электромагнетизм
Заряды, токи, поля

Вещество состоит из атомов - атомы состоят из заряженных частиц (электронов и ядер).
Электроны с ядром взаимодействуют посредством электромагнитного взаимодействия

Электрический ток $I = \frac{dq}{dt} \left[\frac{\text{Кл}}{\text{с}}\right] = [\text{A}]$
Токи и заряды являются источниками электромагнитного поля.
В электростатике: $q \to \vec{E}$
В магнитостатике: $I \to \vec{B}$

$$\vec{E} = k\frac{q}{r^2}\vec{\theta}_r$$
$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi}\oint_{\mathcal{L}_\mathcal{I}} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

В случае электродинамики поля $\vec{E}$ и $\vec{B}$ тесно связаны друг с другом. Изменение одного из полей приводит к возникновению другого (и наоборот).

Электромагнитное поле действует на заряды
Сила Лоренца:

$$\vec{F}_{\mathrm{L}} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

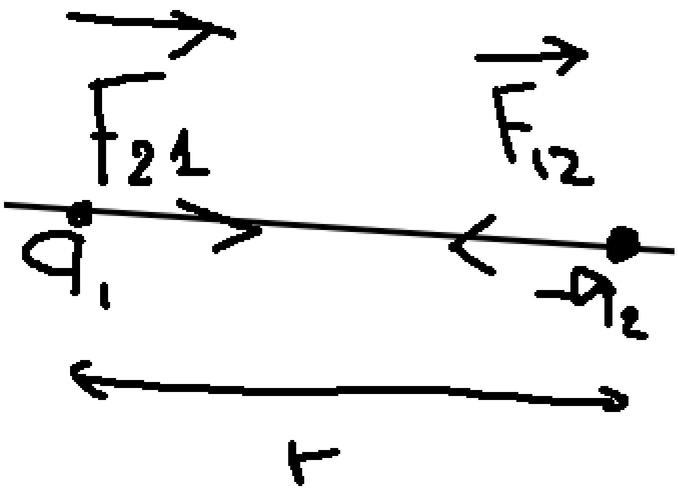
Основной вопрос теории электромагнитный явлений
Как заряды и токи порождают электромагнитное поле, и как электромагнитное поле действует на заряды и токи?

Электростатика
Закон Кулона

$$F = |\vec{F}_{12}| = |\vec{F}_{21}| = k\frac{|q_1||q_2|}{r^2}$$

$$k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$$

ε_0 - электрическая постоянная



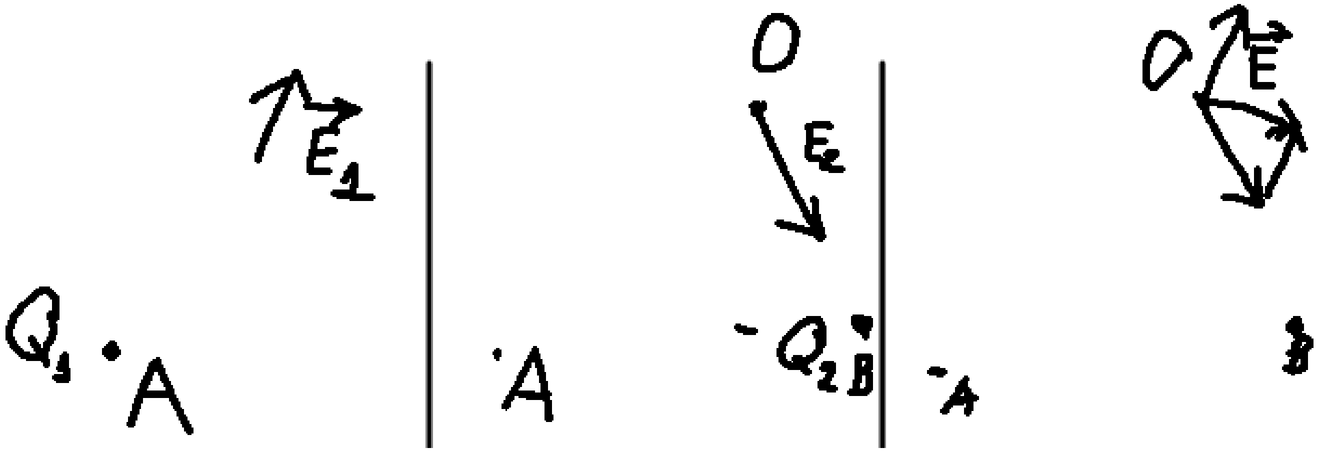
Напряжённость электрического поля (электростатического)

$$\vec{F} = k\frac{Qq}{r^2}\frac{\vec{r}}{r}$$

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \text{ - напряженность}$$

Прикольный факт $\vec{g}$ - "напряженность" гравитационного поля
Напряжённость электрического поля характеризует свойства поля вблизи данной точки пространства

Принцип суперпозиции электрических полей:
Поле, создаваемое системой зарядов, равно векторной сумме полей, создаваемых каждым из зарядов в отсутствии всех остальных.



В случае непрерывного распределения зарядов вместо суммирования будет интегрирование.
1D:

$$dq = \lambda dl$$
$$\lambda - \text{линейная плотность заряда}$$
$$d\vec{E} = k\frac{\lambda dl}{r^2}\vec{e}_r$$
$$\vec{E}_0 = k\oint_{\mathcal{L}} \frac{\lambda dl}{r^2}\vec{e}_r$$

2D:

$$dq = \sigma dS$$
$$\sigma - \text{поверхностная плотность заряда}$$
$$\vec{E}_0 = \int_{S_0} \frac{k\sigma dS}{r^2}\vec{e}_r$$

3D:

$$dq = \rho dV$$
$$\rho - \text{объёмная плотность заряда}$$
$$\vec{E}_0 = \int_{V_0} \frac{k\rho dV}{r^2}\vec{e}_r$$

Электростатическая теорема Гаусса:

$$\oint_{S_0} \vec{E}d\vec{S} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

Телесный угол:

$$\Omega = \frac{S}{R^2}$$

$$\oint_{S_0} \vec{E}d\vec{S} = \oint_{S_0} kQd\Omega = kQ\int_0^{4\pi} d\Omega = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

Это утверждение справедливо для любой системы зарядов.
Теорема Гаусса в дифференциальной форме:

$$\lim_{d_{\max}\to 0} \frac{\oint_{S_0} \vec{E}d\vec{S}}{V_0} = \text{ div } \vec{E} = \nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

28/04/2025

В прошлых лекциях:

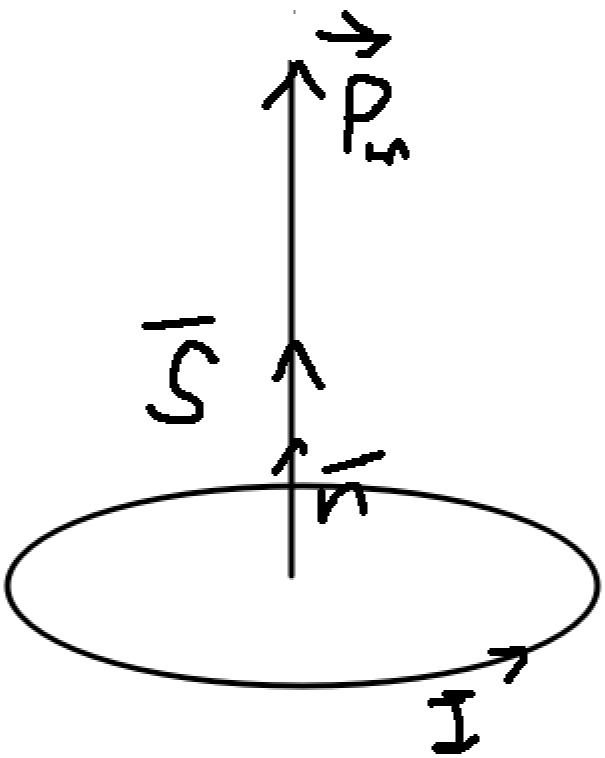
Уравнение Пуассона

Теорема Гаусса для магнитного поля.

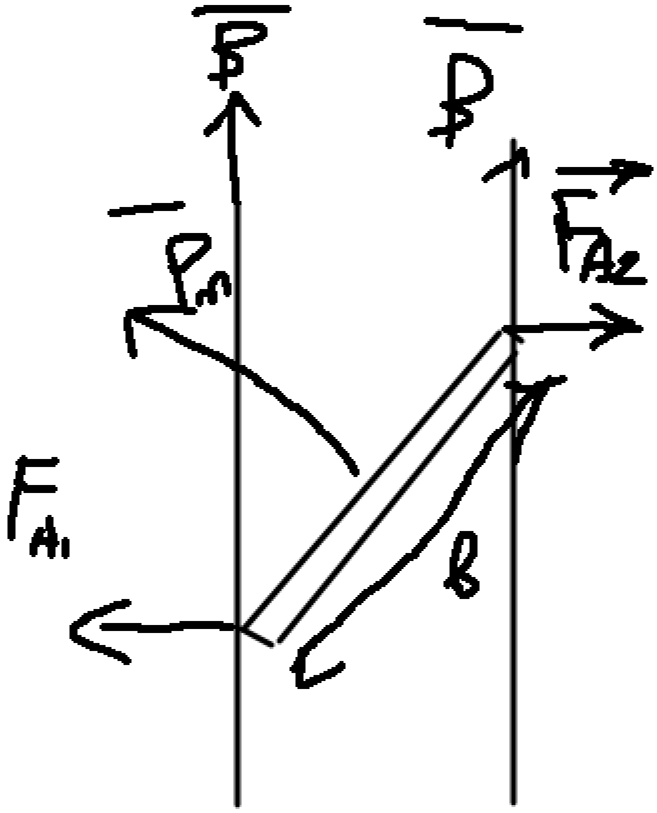
Теорема о циркуляции

Магнитное поле в веществе:

1. Магнитный момент (магнитный дипольный момент)



$$\vec{S} = \vec{n} S$$
$$\vec{P}_m = I\vec{S}$$

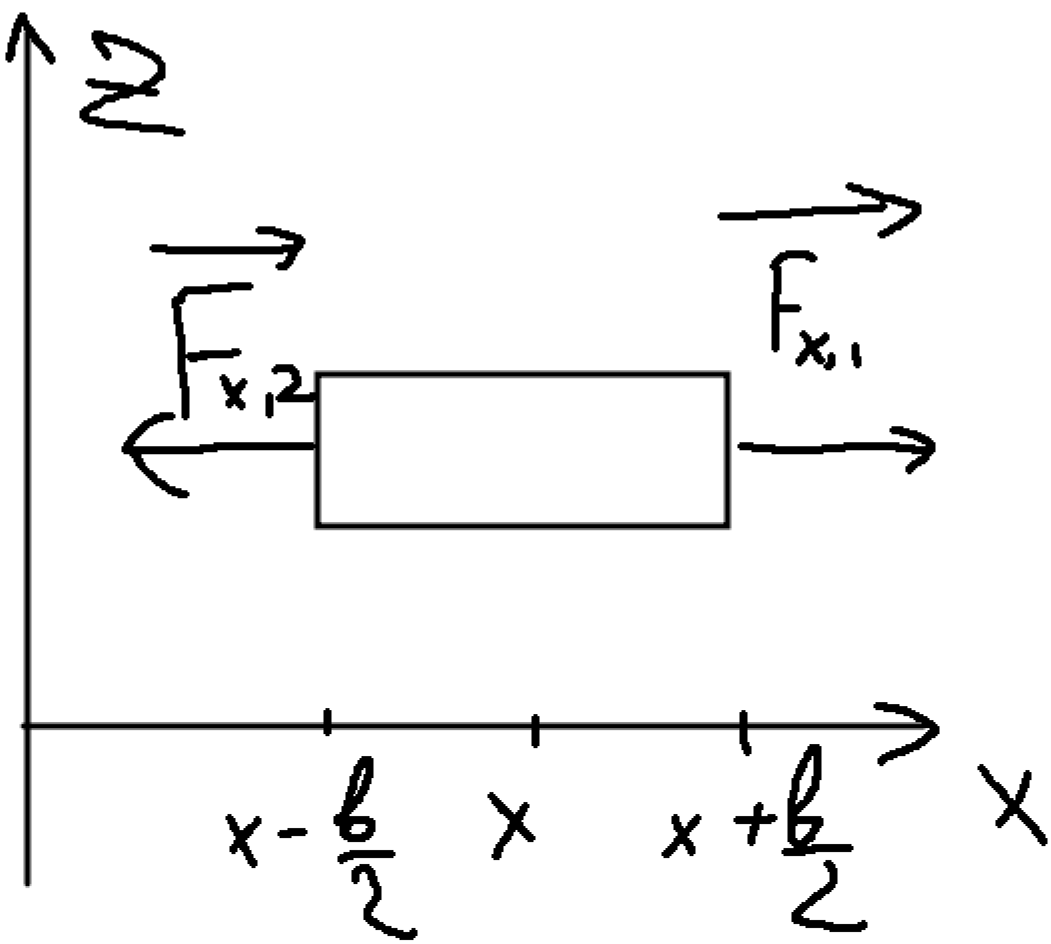


Момент сил и силы, действующей на $\vec{P}_m$
$\vec{F}_A = I(\vec{l} \times \vec{B})$

$$F = |\vec{F}_{A,I}| = |\vec{F}_{A,II}| = IaB$$
$$M_z = 2\left(F\left(\frac{b}{2}\sin\alpha\right)\right) = I(aS(B\sin\alpha)) = P_m B\sin\alpha$$
$$\vec{M} = \vec{P}_m \times \vec{B}$$
$$\text{В однородном поле: } \vec{P}_\Sigma = 0$$

Контур с током ($\vec{P}_m$) в неоднородном поле

$$\vec{B} = \vec{B}(\vec{r})$$



$$\vec{F}_{z,I} = -\vec{F}_{z,II}$$
$$\vec{F}_{\Sigma,x} = \vec{F}_x = \vec{F}_{x,1} + \vec{F}_{x,2}$$
$$\vec{F}_x = IaB\left(x+\frac{b}{2}\right) - IaB\left(x-\frac{b}{2}\right) \underset{\text{на расстоянии } \sim b\ \frac{\Delta B}{B} \ll 1}{\approx}$$
$$\approx Iab\frac{\partial B_z}{\partial x} = P_m\frac{\partial B_z}{\partial x}$$
$$F_x = P_m\frac{\partial B_z}{\partial x}$$

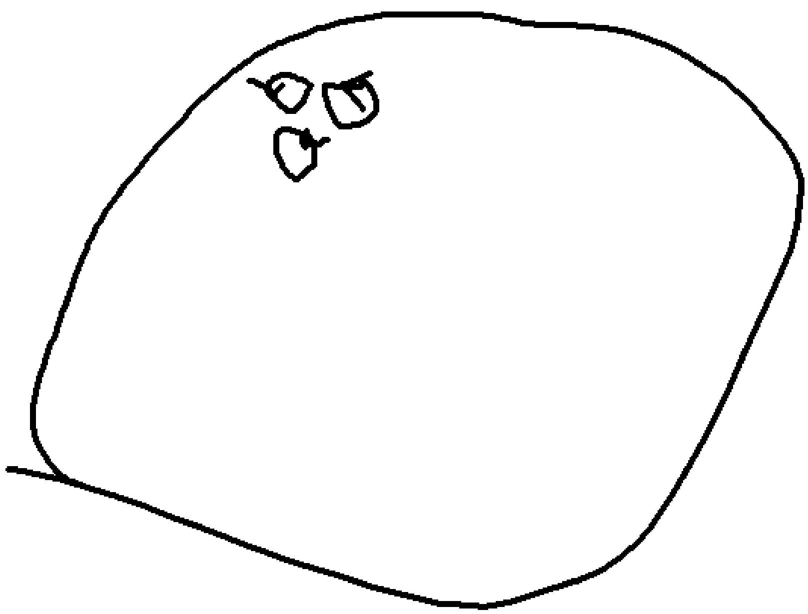
Некоторые типы магнетиков:
Вещества, атомы молекул которых не обладают постоянным магнитным моментом - диамагнетики (аналог неполярных диэлектриков).
При внесении таких веществ в магнитное поле на атомах индуцируются магнитные моменты, направленные против поля. Диамагнетики - самые слабые их всех магнетиков (есть исключения).
Пример: водород, азот, вода. Сверхпроводники.
Парамагнетики - вещества, атомы молекул которых обладают постоянным магнитным моментом. Для парамагнетиков отсутствует вазимодействие магнитных моментов между собой.
Парамагнетизм >> Диамагнетизм
Стремятся сориентироваться по полю при внесении в магнитное поле.
Тепловое движение стремится препятствовать такому приращению
При температурах порядка 1 Кельвина и поля примерно 5 Тл магнитные моменты парамагнетиков ориентируются парктически по полю.

Ферромагнетики (железо) - вещества, обладающие постоянными магнитными моментами, которые сильно взаимодействуют друг с другом и обладающие малой на макроскопической части магнитным моментом в отсутствии поля (спонтанною намагниченностью)

В электричестве была поляризованность
В магнетизме - намагниченность:

$$\vec{m} = \frac{\sum \vec{p}_{mi}}{\Delta V} = \left[\frac{\text{А}}{\text{м}}\right]$$

Взяли образец длинного цилиндра и поместили во внешнее поле $\vec{B}_a$
Внутри поле $\vec{B}$
$\vec{B} = \vec{B}_a + \vec{B}'$
$\vec{B}'$ - поле, созданное веществом
Токи намагничены
"Атомный" контур



Ток течет не внутри, а по поверхности
I' - ток намагниченный
Есть лента шириной ω, по которой течет ток. Тогда

$$j = \frac{I}{\omega}\left[\frac{\text{А}}{\text{м}}\right] - \text{линейная плотность тока}$$

i' - линейная плотность токов намагниченных
l - лина цилинда, сечение dS

$$d\vec{P}_m = i' l dS$$
$$\vec{m} = \frac{d\vec{P}_m}{dV} = \frac{i' l d\vec{S}}{l dS} = \frac{i' d\vec{S}}{dS}$$
$$m = i'$$

Поляризованность - поверхностная плотность заряда

Поле длинного соленоида

$$B' = \mu_0 i'$$

$\frac{IN}{l} = \frac{I_\Sigma}{l} = j$

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{m}'$$

$$\vec{B} = \vec{B}_a + \mu_0 \vec{m}$$

$$\nabla \times \vec{B}' = \mu_0 \vec{j}'$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

$j = j_{\text{проводимости}} + j'$

$$\mu_0 \nabla \times \vec{m} = \mu_0 \vec{j}$$

$$\vec{j}' = \nabla \times \vec{m}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_{\text{проводимости}} + \mu_0 \nabla \times \vec{m}$$

$$\nabla \times (\vec{B} - \mu_0 \vec{m}) = \mu_0 \vec{j}_{\text{проводимости}}$$

$$\nabla \times \left(\underbrace{\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{m}}_{\vec{H} - \text{напряжённость магнитного поля}} \right) = \vec{j}_{\text{проводимости}}$$

$$\vec{H} \left[\frac{\text{А}}{\text{м}} \right] : \nabla \times \vec{H} = \vec{j}_{\text{проводимости}}$$

μ - аналог ε в электричестве

$$\mu = \frac{B}{B_a}$$

Для диа-пара- магнетиков $\mu \approx 1$. Для ферромагнетиков (если можно говорить о линейной зависимости) μ может доходить до $10^3 - 10^5$

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}$$

Электродинамика

Полевая трактовка. Закон элеткромагнитной индукции.

$$\varepsilon = \oint \vec{E} d\vec{l}$$

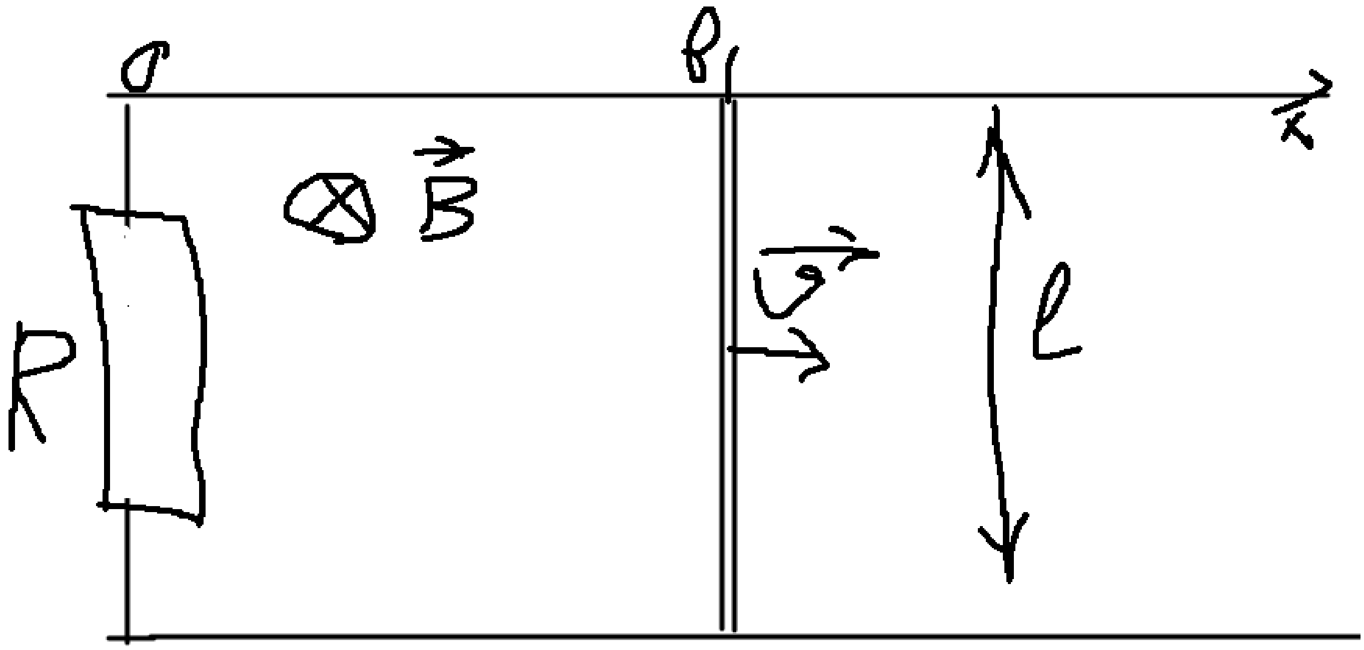
$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{эл}} + \vec{E}_{\text{ст}}$$

$$\Phi_{\vec{B}} = \int_{S_0} \vec{B} d\vec{S}$$

$$\oint_{\mathcal{L}_0} \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{S_0} \vec{B} d\vec{S}$$

Теорема о циркуляции вектора $\vec{E}$ в электродинамике. Одно из уравнений Максвелла.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

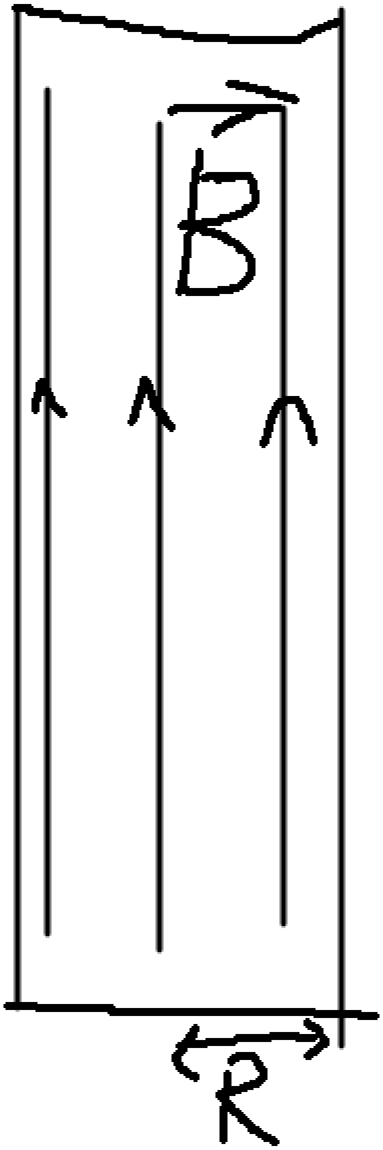


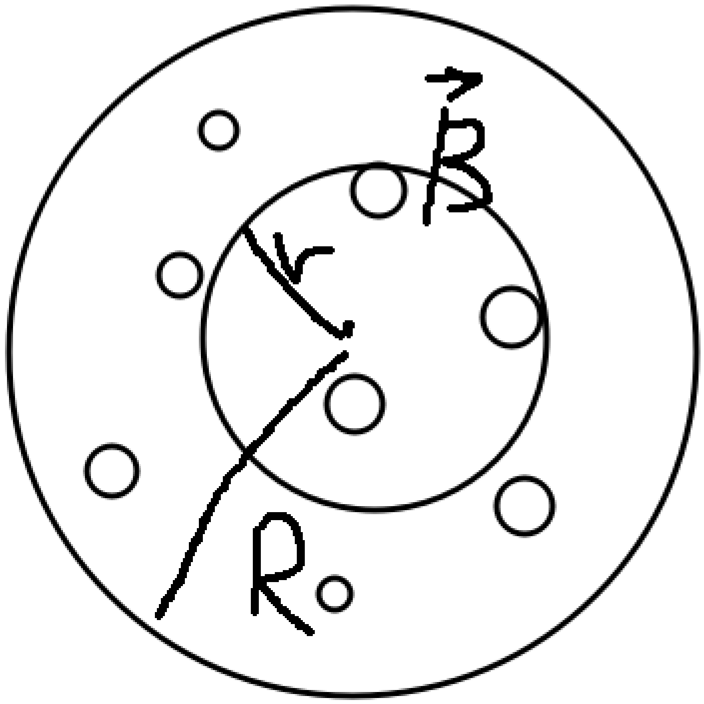
$$\Phi_{\vec{B}} = BS$$
$$S = xl$$
$$\frac{d\Phi}{dt} = B\frac{dx}{dt} = Blv$$
$$|\varepsilon| = \left|\frac{d\Phi}{dt}\right| = Blv$$
$$\varepsilon = IR \Rightarrow I = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{Blv}{R}$$

Если вместо постоянной скорости наложить на перемычку условие действия внешней силы $\vec{F}$

$$\vec{F} + \vec{F}_{\text{A}} = m\frac{d\vec{v}}{dt}$$
$$m\frac{dv}{dt} = F - IlB$$
$$\varepsilon = Blv$$
$$I = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{Blv}{R}$$
$$m\frac{dv}{dt} = F - \frac{B^2l^2}{R}v$$
$$v(0) = 0 \Rightarrow$$
$$v(t \to \infty) \to v_\infty$$
$$\frac{dv}{dt} = 0 \Rightarrow v = \frac{FR}{B^2l^2}$$

Условие: $\vec{B}(t) = \vec{B}_0 \frac{t}{\tau}$





$$\oint_{\mathcal{L}} \vec{E} d\vec{l} = E(r) 2\pi r$$
$$\Phi_{\vec{B}}(t) = B(t)\pi r^2$$
$$E(r)2\pi r = \frac{d}{dt} B(t)\pi r^2$$
$$E = \frac{1}{2}\dot{B} r$$
$$\dot{B} = \frac{B_0}{\tau} = \mathrm{const}$$
$$E = \frac{1}{2}\frac{B_0}{\tau} r$$

$$\Leftarrow r \le R$$
$$\Rightarrow r \ge R :$$
$$\Phi_{\vec{B}} = B \cdot \pi R^2$$
$$E \cdot 2\pi r = \dot{B}\pi R^2$$
$$E = \frac{1}{2}\frac{B_0}{\tau}\frac{R^2}{r}$$
$$E = \frac{1}{2}\frac{B_0}{\tau}\frac{(\min(r, R))^2}{r}$$

Индуктивность контура. Коэффициент самоиндукции.

$$L = \frac{\Phi_{\vec{B}}}{I} - \text{индуктивность} \ \left[\frac{\text{Тл} \cdot \text{м}^2}{\text{А}}\right] = [\text{Гн}]$$

$$\Phi = LI \Rightarrow \varepsilon = -L\frac{dI}{dt}$$

Индуктивность длинного соленоида n витков, сечение S, длина l

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I$$

$$\text{Поток через 1 виток: } \Phi_1 = BS$$

$$\text{Полный поток: } \Phi = N\Phi_1 = \mu_0 \frac{N^2}{l} SI$$

$$L = \mu_0 \frac{N^2}{l} S$$

Энергия соленоида. Энергия магнитного поля

Схема из источника питания (без сопротивления) и катушки с индуктивностью L

$$I \in (0, I_{\max})$$

$$\varepsilon_{\text{внешнее}} + \varepsilon_{\text{индукции}} = 0$$

$$\varepsilon_{\text{вн}} = -\varepsilon_i = L\frac{dI}{dt}$$

$$dW_{\text{вн}} = dq\varepsilon_{\text{вн}} \Rightarrow \frac{dW}{dt} = \frac{dq}{dt}\varepsilon_{\text{вн}} = I\varepsilon_{\text{вн}} = LI\frac{dI}{dt} \Rightarrow$$

$$dW = LIdI$$

$$W = \frac{LI^2}{2}$$

Добавим конденсатор

$$W_{\text{оплная}} = \frac{CU^2}{2} + \frac{LI^2}{2} = \frac{q^2}{2C} + \frac{L}{2}\dot{q}^2$$

$$E = \frac{\alpha\dot{q}^2}{2} + \frac{\beta q^2}{2}$$

$$\omega_0^2 = \frac{\beta}{\alpha}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

$$W = \frac{LI^2}{2} = \mu_0 \frac{\frac{N^2}{l} SI^2}{2}$$

$$B = \mu_0 \frac{N}{l} I \Rightarrow I = \frac{Bl}{\mu_0 N}$$

$$W = \mu_0 \frac{\frac{N}{l} S \left(\frac{B^2 l^2}{\mu_0^2 N^2}\right)}{2} = \frac{\frac{1}{2}B^2}{\mu_0} Sl = \frac{B^2}{2\mu_0} V$$

$$W_m = \frac{W_M}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

$$W_Э = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}$$

Уравнения Максвелла