

**Сегодня: вторник, 4
апреля 2023 г.**

Общая физика. Часть 1

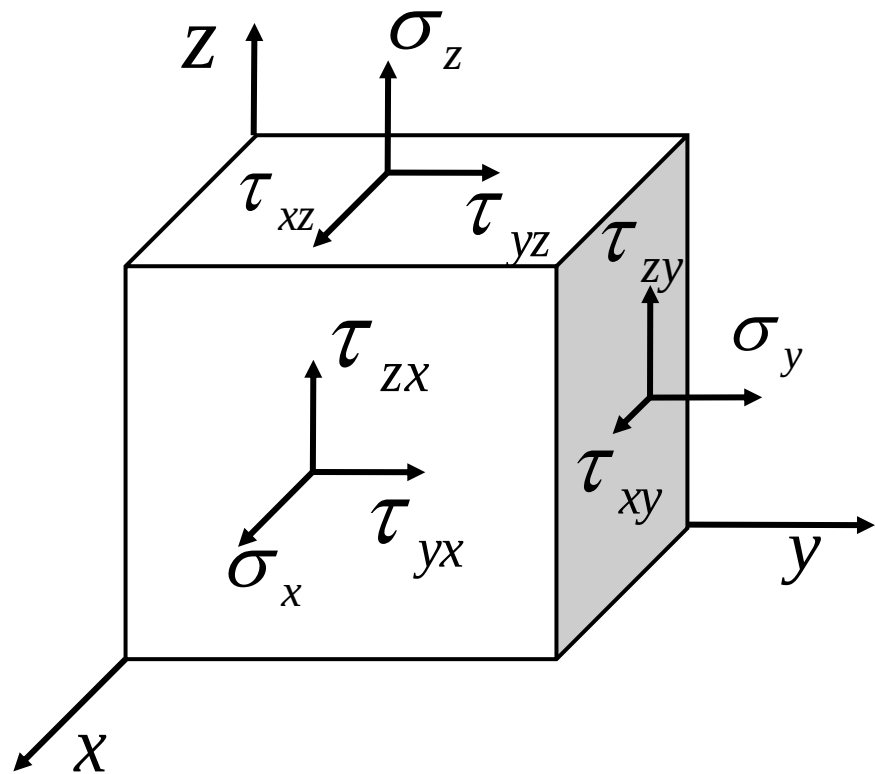
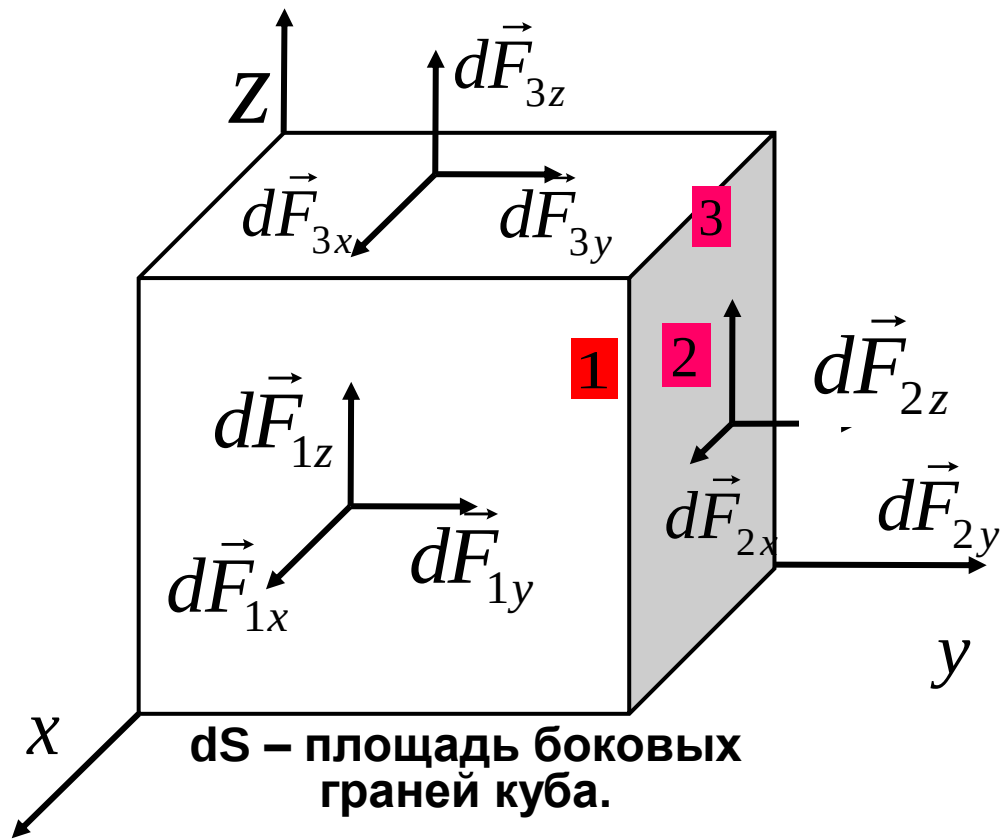
Лекция 14. Упругие напряжения и деформации. Закон Гука

Абсолютно упругое тело - тело, которое обладает свойством восстанавливать свои размеры и форму после того, как деформирующие его силы прекращают свое воздействие.

Рассматриваем не сам процесс деформирования, а конечный результат, после установления равновесия в деформируемом теле.

Рассмотрим тело, деформированное внешними силами. Внешние силы вызывают смещения частиц тела по сравнению с исходным состоянием. В результате в теле возникают внутренние силы, т.е. тело переходит в напряженное состояние.

Выделим бесконечно малый объем вещества в виде куба.



В равновесии

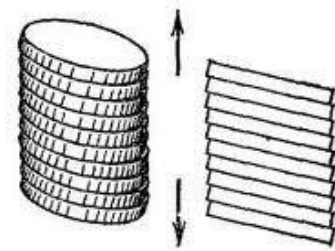
- 1. силы, действующие на каждую грань равны по величине и противоположны по направлению;**
- 2. момент всех сил, действующих на куб, равен нулю.**

$$\sigma_x = \frac{dF_{1x}}{dS}, \quad \tau_{xy} = \frac{dF_{2x}}{dS}, \quad \tau_{xz} = \frac{dF_{3x}}{dS},$$

$$\tau_{yx} = \frac{dF_{1y}}{dS}, \quad \sigma_y = \frac{dF_{2y}}{dS}, \quad \tau_{yz} = \frac{dF_{3y}}{dS},$$

$$\tau_{zx} = \frac{dF_{1z}}{dS}, \quad \tau_{zy} = \frac{dF_{2z}}{dS}, \quad \sigma_z = \frac{dF_{3z}}{dS}.$$

Эти величины –
механические
напряжения



Из второго условия равновесия: суммарный момент, например, сил dF_{1y} и dF_{2x} равен нулю (т.к. каждая из этих сил стремится повернуть куб относительно Oz , но в противоположных направлениях), если $dF_{1y} = dF_{2x}$, т.е.

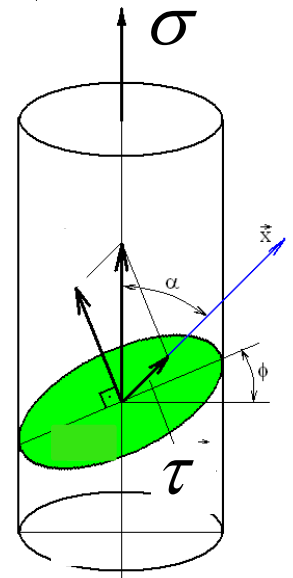
$$\tau_{xy} = \tau_{yx}, \quad \tau_{xz} = \tau_{zx}, \quad \tau_{yz} = \tau_{zy}$$

$$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$$

- **нормальные (осевые) напряжения**, в зависимости от знака характеризуют растягивающие (сжимающие) усилия.

$$\tau_{xy}, \tau_{zy}, \tau_{yx}$$

- **касательные (сдвиговые) напряжения**, действуют в плоскости сдвига.



Деформация – изменение телом размеров и формы при внешнем воздействии.

При всем разнообразии деформаций оказывается возможным любую из них свести к двум.

Деформация растяжения (сжатия) –

характеризуется величиной относительного удлинения.

При растяжении $\varepsilon > 0$, при сжатии $\varepsilon < 0$.

Как правило $\varepsilon \ll 1$!!!

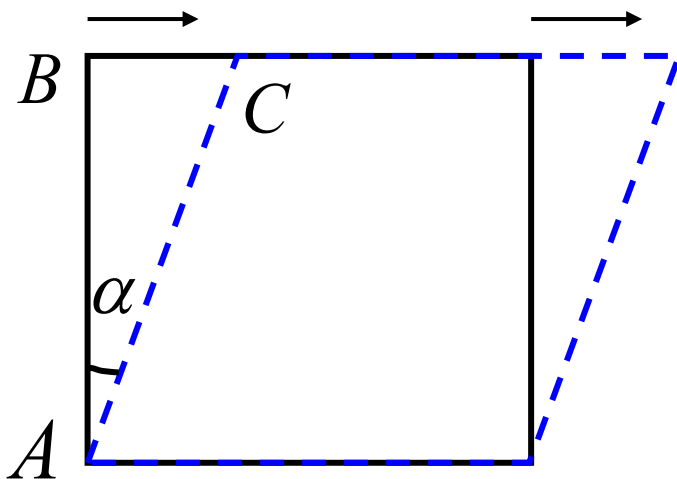
$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$$

Деформация сдвига

характеризуется величиной относительного сдвига

$$\gamma = \frac{BC}{BA} = \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$$

$$\gamma \ll 1$$



Закон Гука: Относительное растяжение пропорционально растягивающему напряжению.

$$\sigma = E\varepsilon$$

E – модуль Юнга – напряжение, создающее относительное удлинение тела, равное единице.

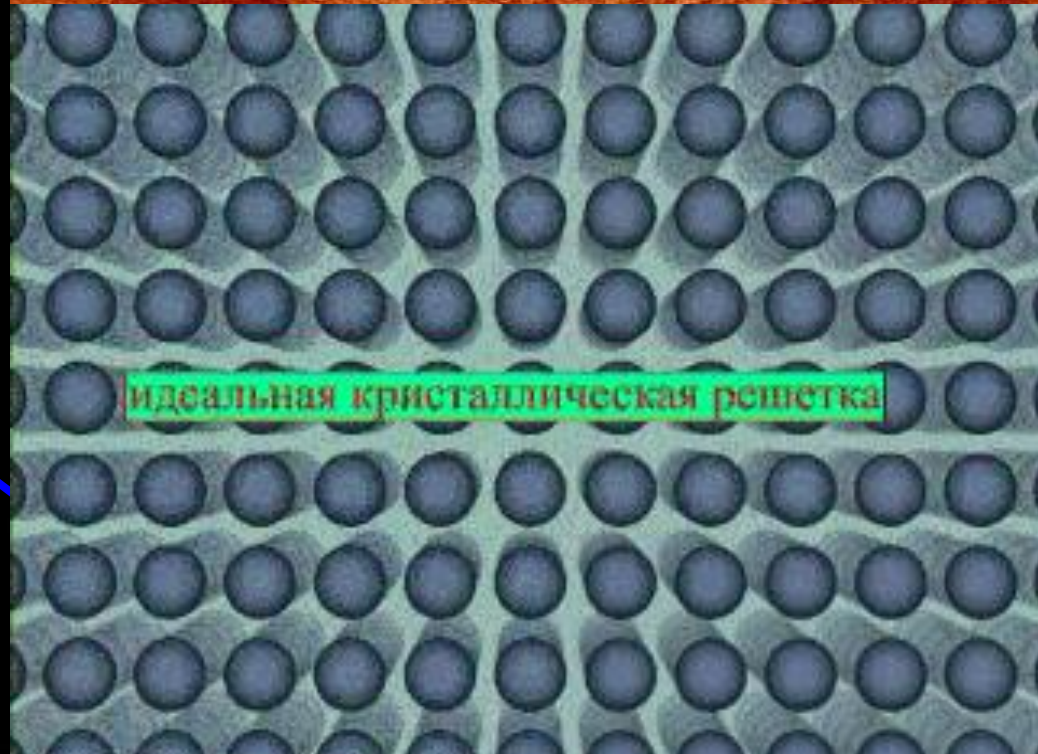
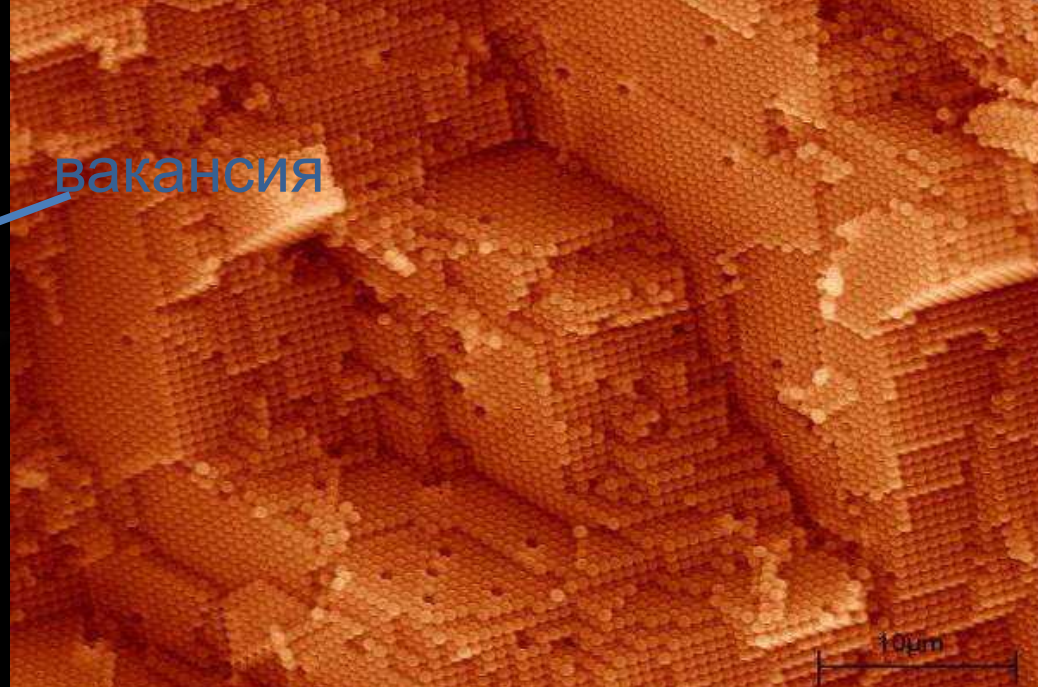
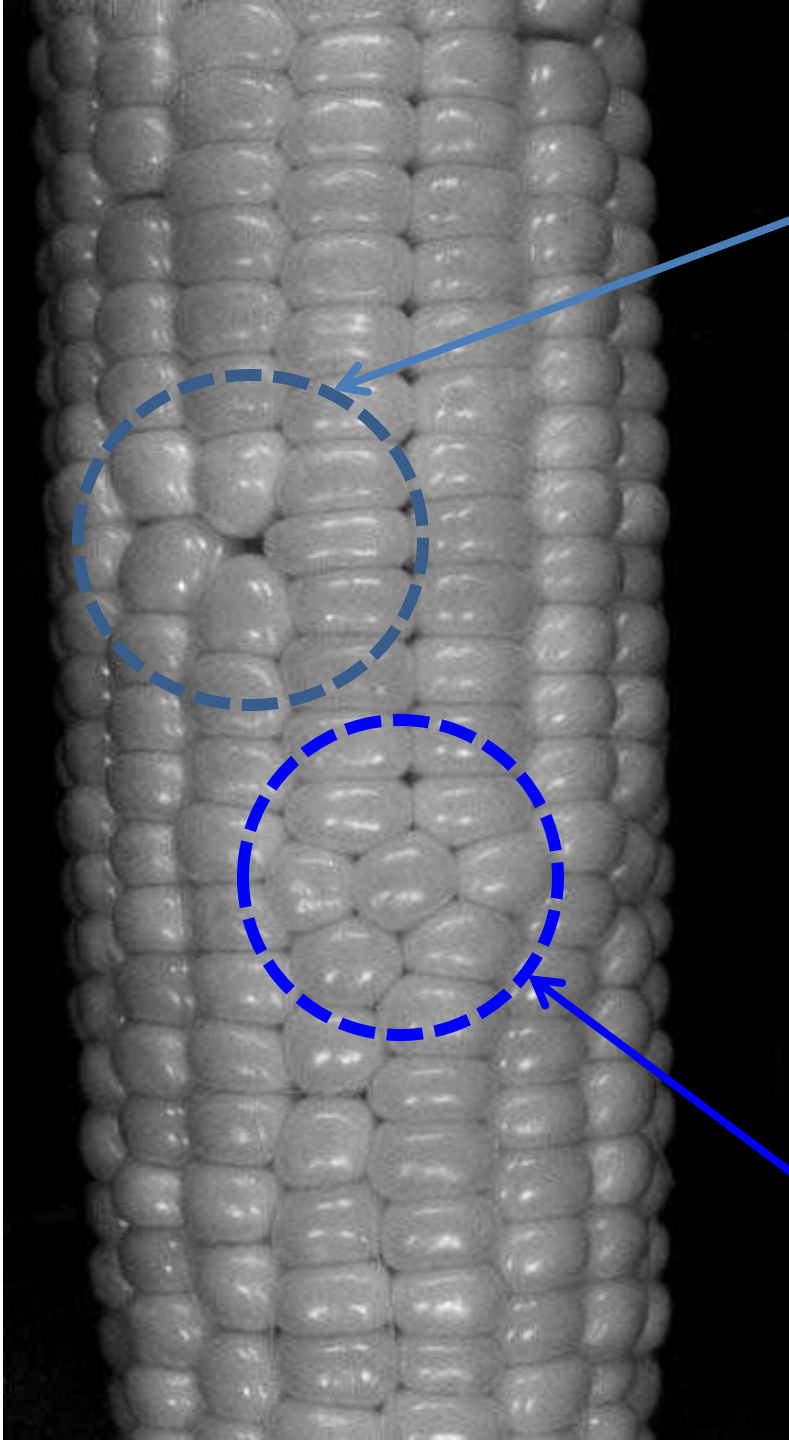
G – модуль сдвига.

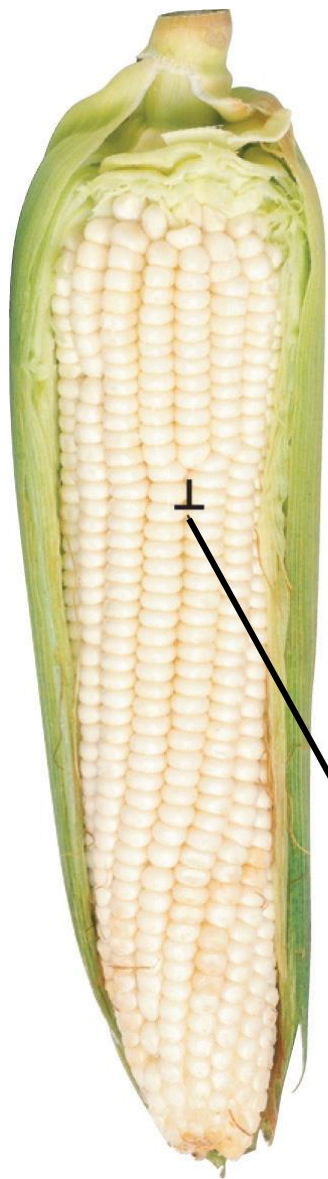
$$\tau = G\gamma$$

$$\delta = -\nu\varepsilon$$

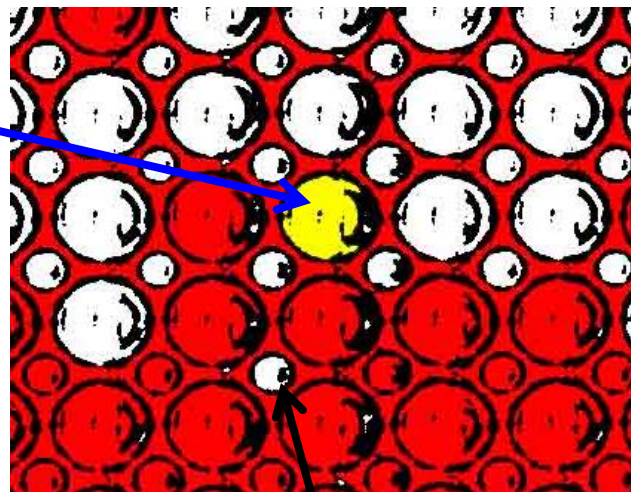
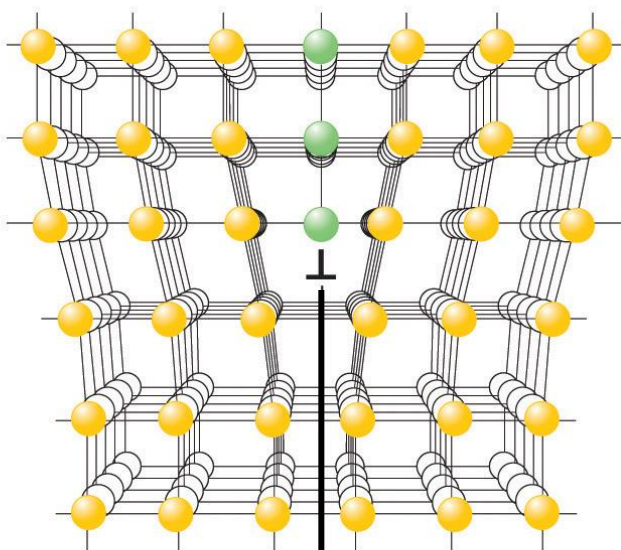
δ - относительное сжатие,
 $\delta \nu$ - коэффициент Пуассона.

Материальные постоянные E , ν и G определяются природой вещества, из которого состоит тело и характеризуют его упругие свойства; не зависят от размеров и формы тела.





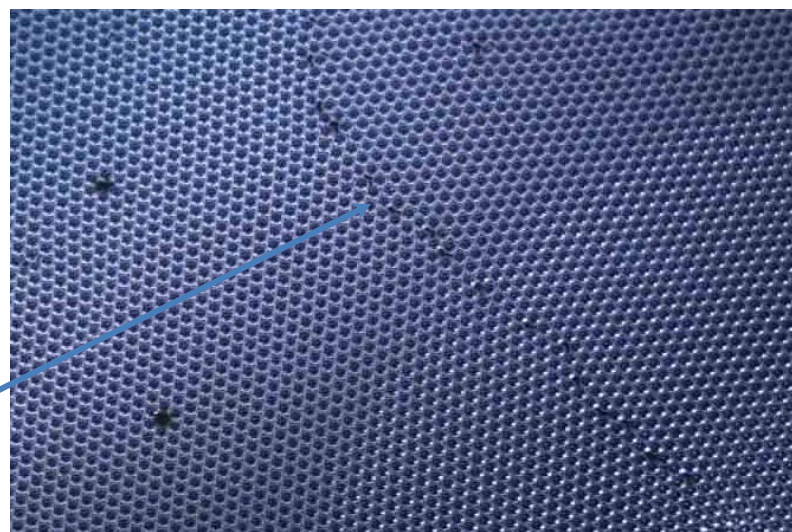
Примесь
замещения

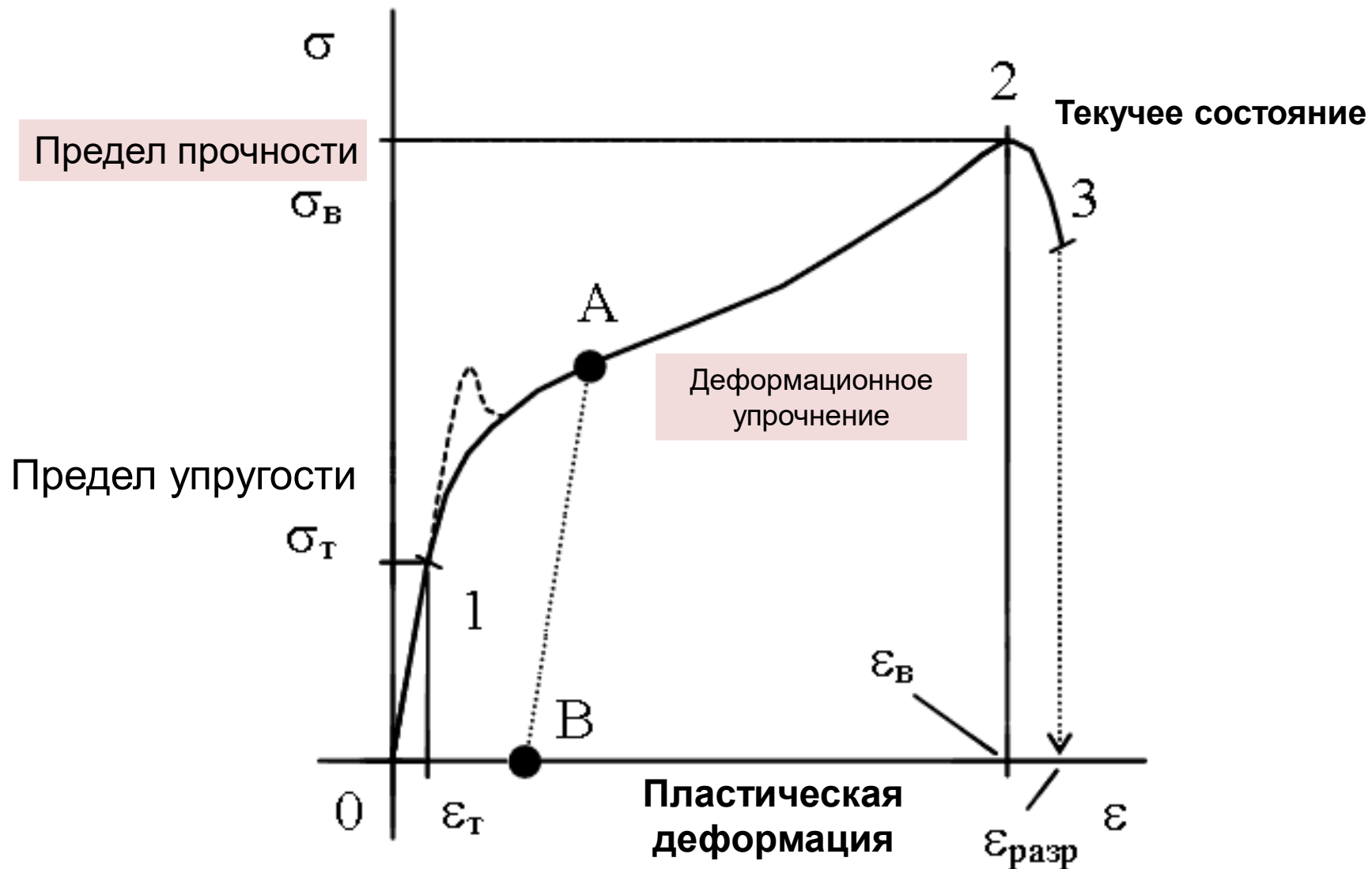


Примесь
внедрения

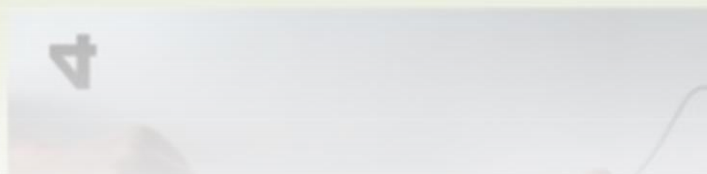
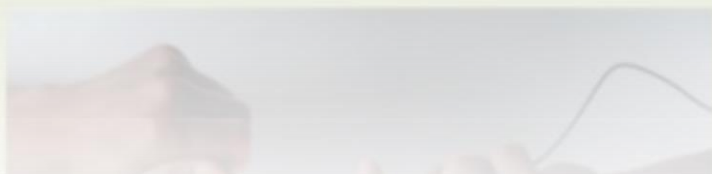
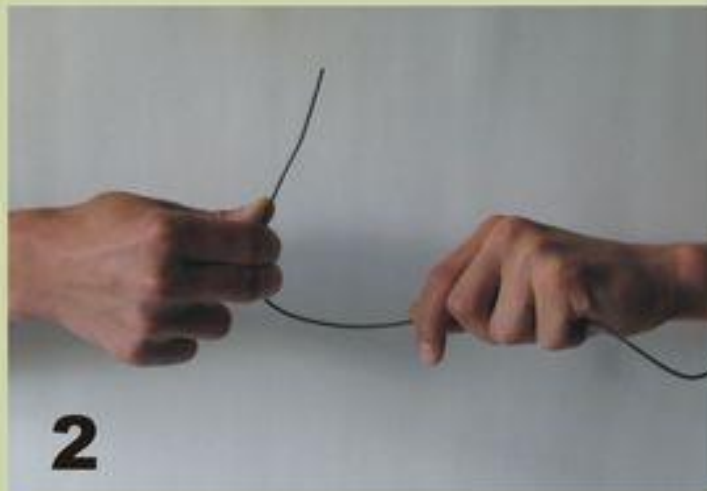
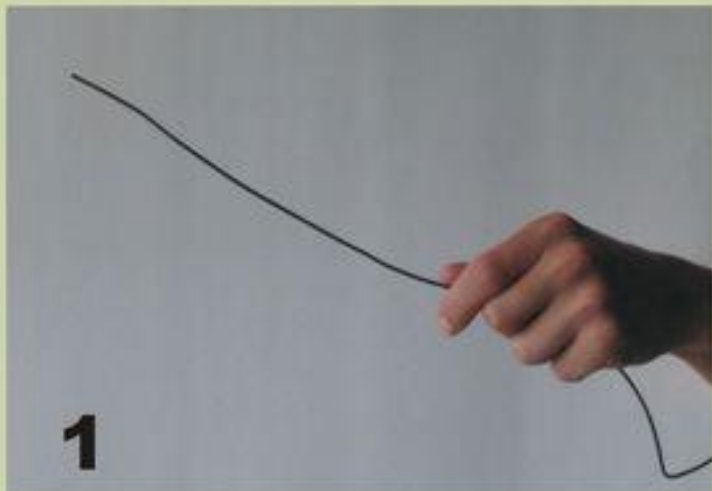
Начало краевой
дислокации

Граница зерна

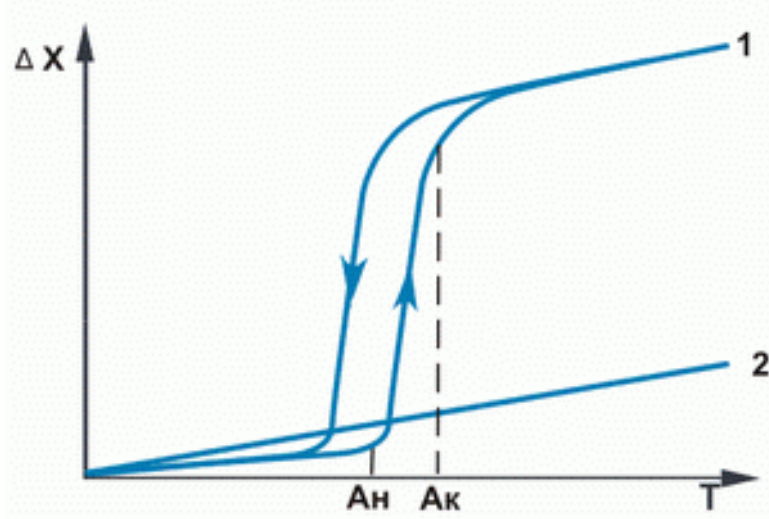
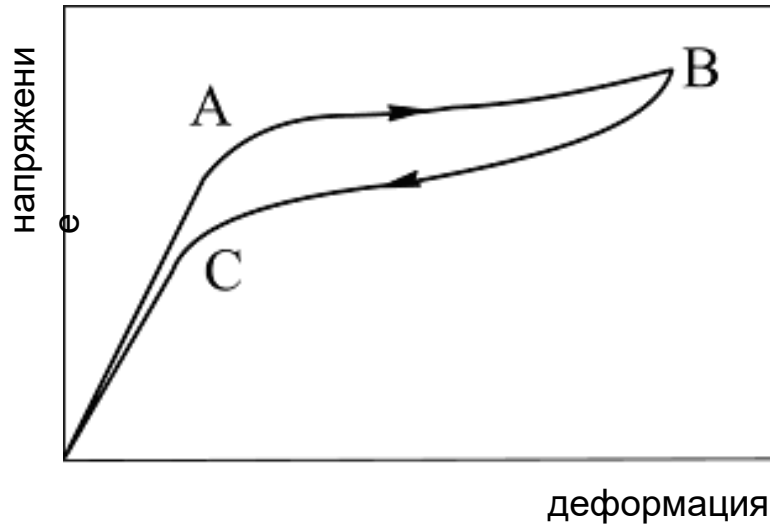
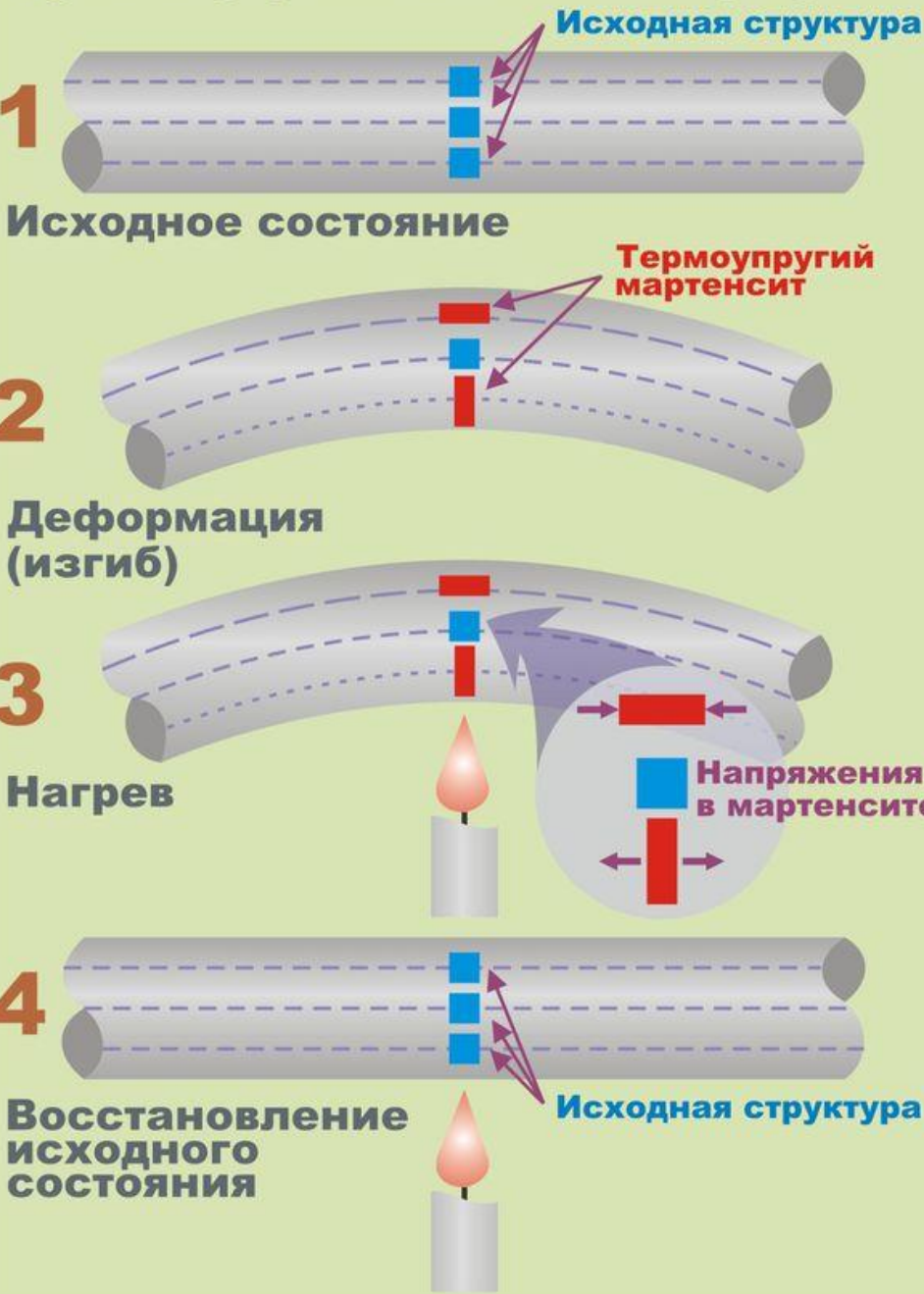




Зависимость напряжения от относительного удлинения при растяжении образца

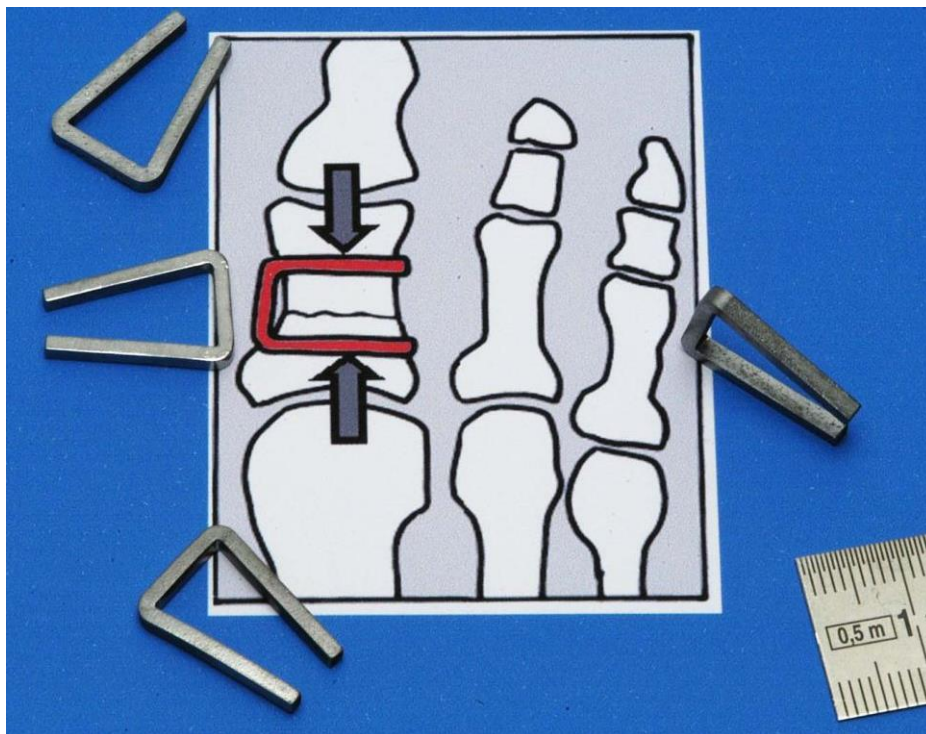
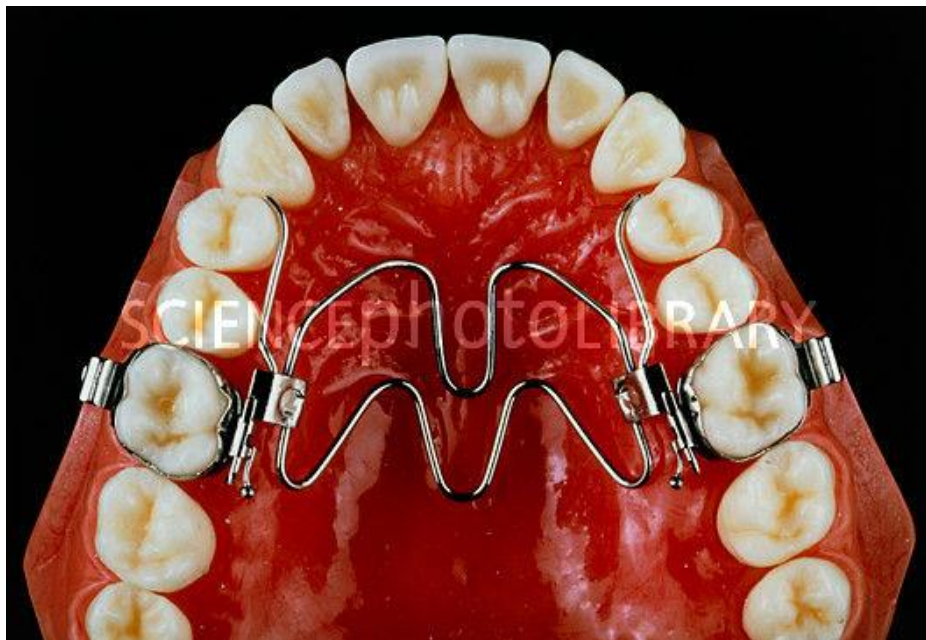


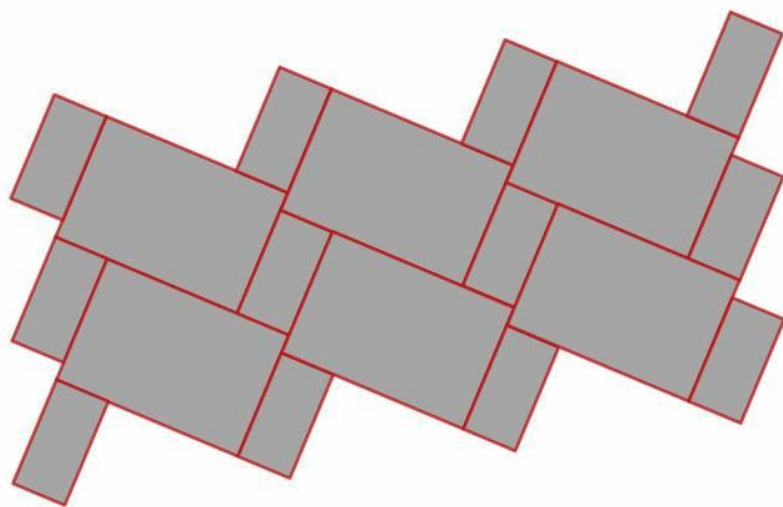
Суть эффекта памяти формы



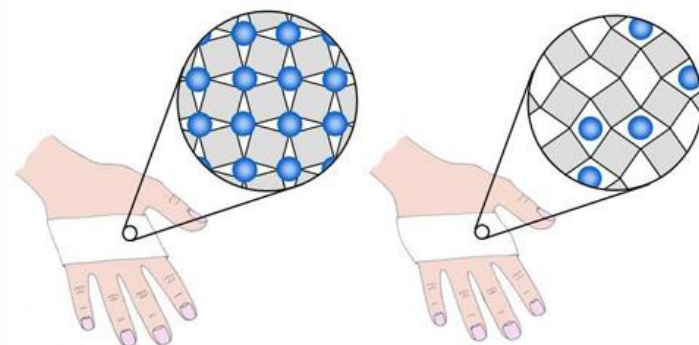
Новые медицинские технологии

с применением конструкций
с эффектом памяти формы
для фиксации грудины и ребер
при переломах и
после чрезстернального доступа



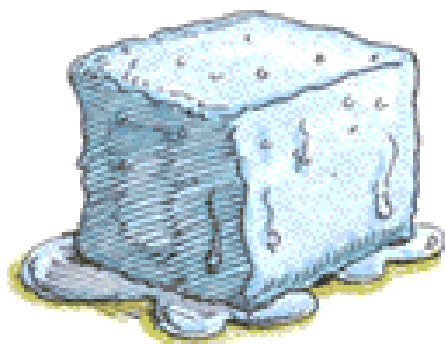


Ауксетики - материалы, которые не становятся тоньше при растяжении



Одно из возможных применений ауксетиков: повязка, самостоятельно "решающая", когда выпускать лекарство

2. Общие свойства жидкостей и газов



твердое



жидкость



газ

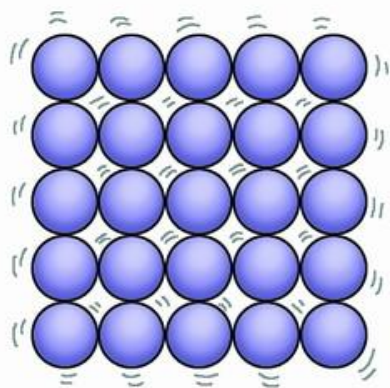
Агрегатное состояние вещества

Зависит от соотношения между потенциальной энергией взаимодействия атомов U , составляющих тело, и их средней кинетической энергией T .

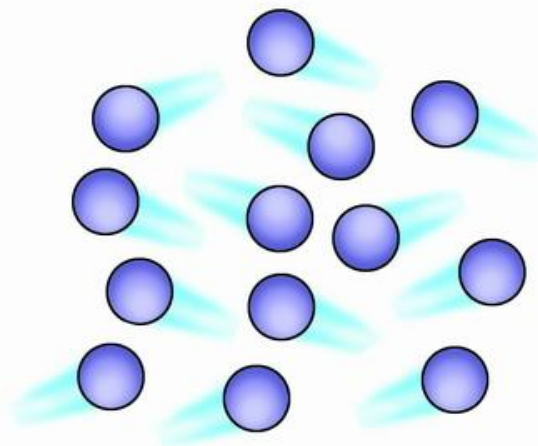
1. $U \gg T$, твердое состояние.

2. $U \sim T$, жидкое состояние.

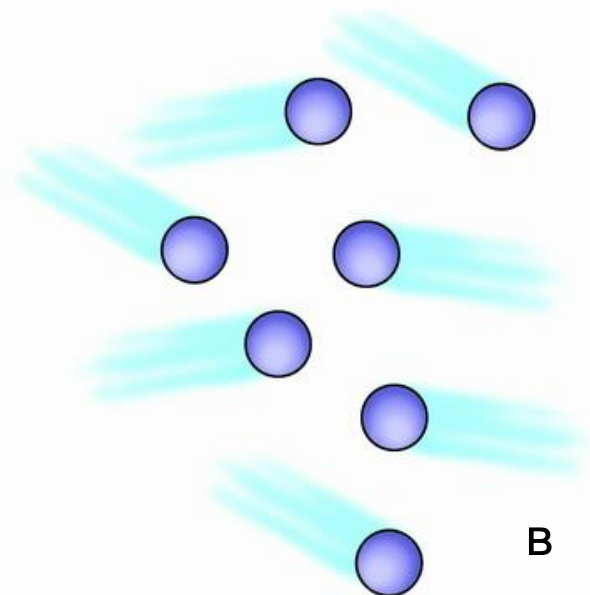
3. $U \ll T$, газообразное состояние.



а



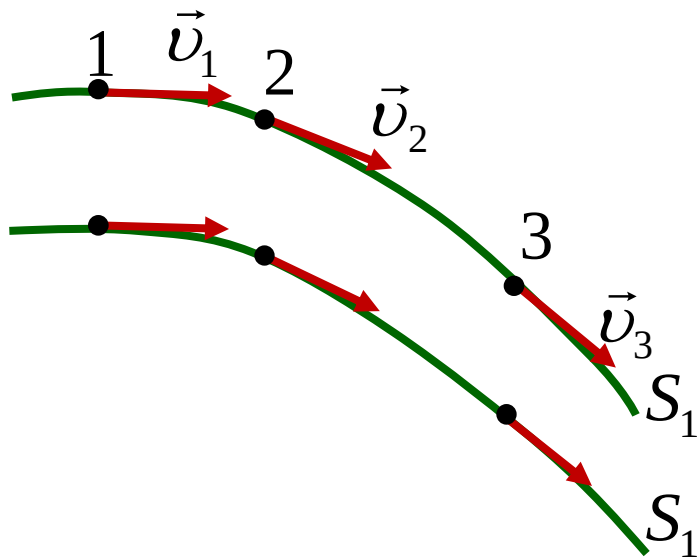
б



в

Способы кинематического описания жидкостей

1. Способ Лагранжа. Выбирается совокупность «жидких» частиц, движение жидкости описывается как движение таких частиц. Вводится понятие скорости и ускорения частиц (трудно учесть изменение формы «жидкой» частицы при движении).
2. Способ Эйлера. Задается векторное поле скоростей движения жидкости, т.е. фиксируем, как ведет себя скорость течения жидкости в точках ее объема с течением времени. Следим за кинематическими характеристиками жидкости в фиксированных точках пространства, не интересуясь тем, какие именно «жидкие» частицы проходят эти точки. Для наглядного представления вводят линии тока.



Линия тока – воображаемая линия, проведённая в потоке, таким образом, что в каждой её точке направление скорости совпадает с касательной к этой линии.

ВВ: Линии тока это не траектории, они совпадают только при установившемся движении

Густота, с которой проведены линии тока, пропорциональна величине скорости течения.

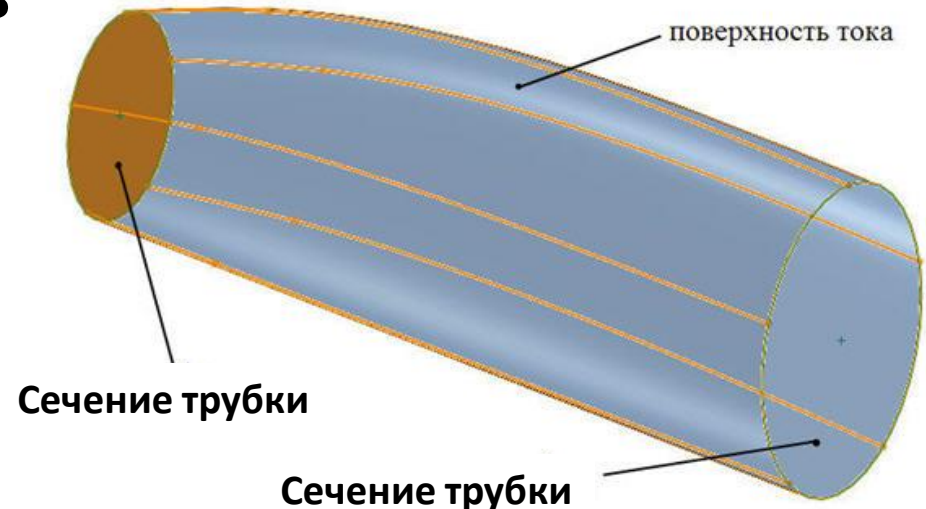
Стационарное течение жидкости - течение, при котором скорость жидкости в каждой данной точке остается постоянной как по величине, так и по направлению.

Для стационарного течения форма и расположение линий тока со временем не изменяются.

Часть объема жидкости, ограниченная линиями тока, называется трубкой тока.

Жидкость, находящаяся внутри трубки тока, не может покинуть ее пределы

По мере приближения к малому сечению элемент жидкости, деформируясь, ускоряется, при удалении – замедляется.



Поток вектора скорости. Уравнение непрерывности



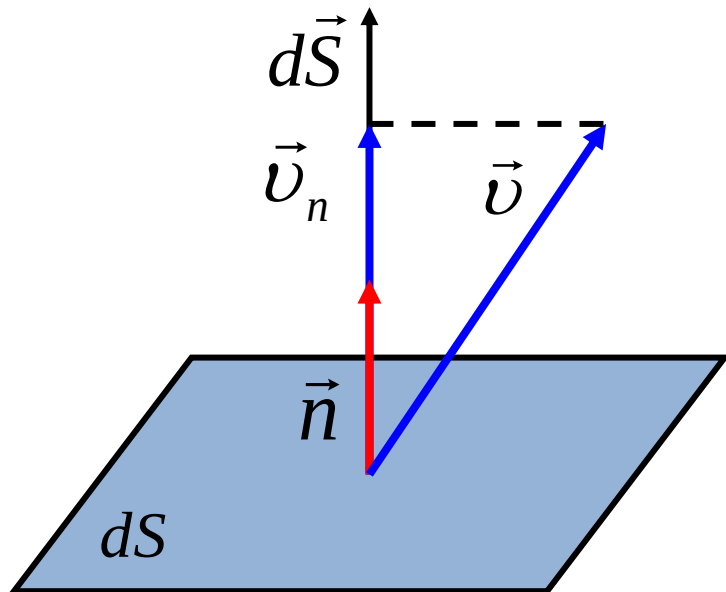


Рассмотрим в поле вектора $\vec{v}$ малый плоский элемент поверхности с площадью dS . Введем единичный вектор положительной нормали $\vec{n}$

$$d\vec{S} = dS \cdot \vec{n} \quad \text{вектор площади элемента.}$$

Потоком вектора $\vec{v}$ через поверхность бесконечно малой площади dS называется :

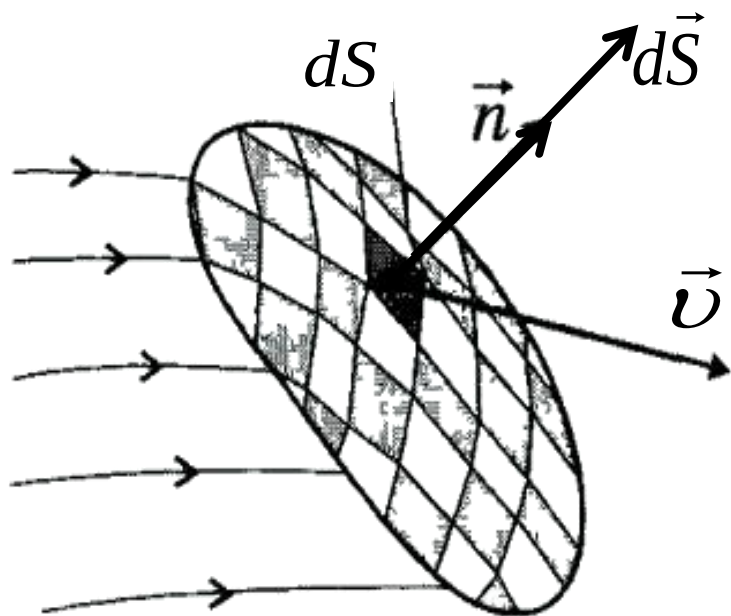
$$d\Phi_v = (\vec{v}, d\vec{S}) = v_n dS$$



Поток массы - объем dV , который успеваает наполнять за 1 с поток жидкости, пронизывающий dS

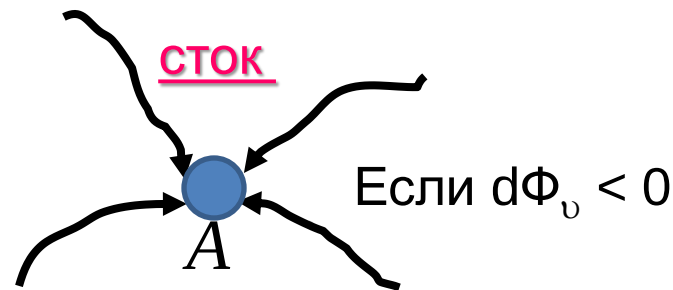
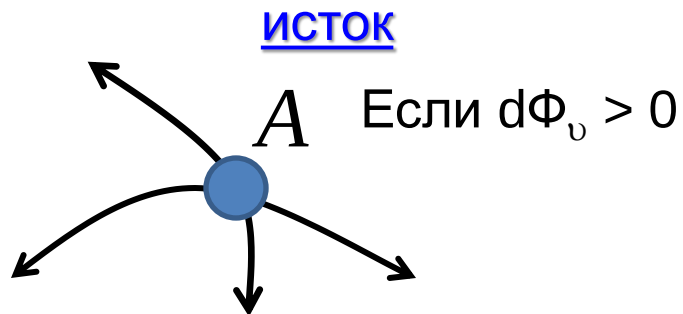
$$d\Phi_m = (\vec{v}\rho, d\vec{S}) = \rho v_n dS$$

Если поверхность имеет конечные размеры, необходимо разбить ее на плоские малые элементы, тогда **поток вектора** **через всю поверхность** характеризует общую интенсивность источников и стоков, находящихся в объеме



$$\Phi_v = \int_S (\vec{v}, d\vec{S}) = \int_S v_n dS$$

Считается, что нормаль к каждому из элементов поверхности dS направлена из объема наружу (**внешняя нормаль**).



Если $d\Phi_v = 0$, источников и стоков нет,
или имеют одинаковую интенсивность

$$\frac{\oint_{\Delta S} (\vec{v}, d\vec{S})}{\Delta V}$$

характеризует удельную интенсивность
источников (стоков).

$$\lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\oint_{\Delta S} (\vec{v}, d\vec{S})}{\Delta V} = \operatorname{div} \vec{v}$$

локальная удельная характеристика
интенсивности источников
жидкости в точке А векторного поля
скорости.

Если $\text{div} \vec{v} = 0$, в т. А нет источников (стоков).

Если $\text{div} \vec{v} > 0$, т. А является источником.

Если $\text{div} \vec{v} < 0$, т. А является стоком.

Чем больше $\text{div} \vec{v} > 0$, тем выше интенсивность источника.

$$(\nabla, \vec{v}) \equiv \text{div} \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} - \text{набла}$$

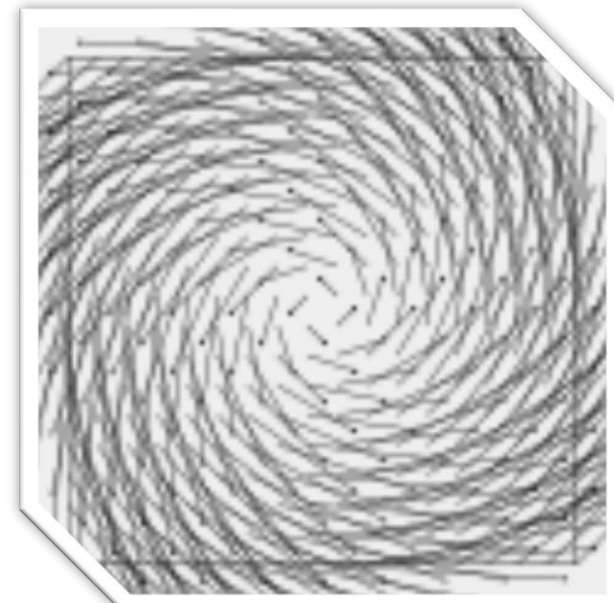
$$\text{div} \vec{v} = \frac{d\Phi}{dx dy dz}$$

Дивергенция вектора скорости численно равна потоку жидкости через поверхность элементарного объема, внутри которого находится рассматриваемая точка, отнесенному к величине этого объема

$$\text{div} \vec{v} = 0$$

Уравнение неразрывности

**Циркуляция векторного поля. Ротор вектора.
Уравнения движения и равновесия жидкости.**

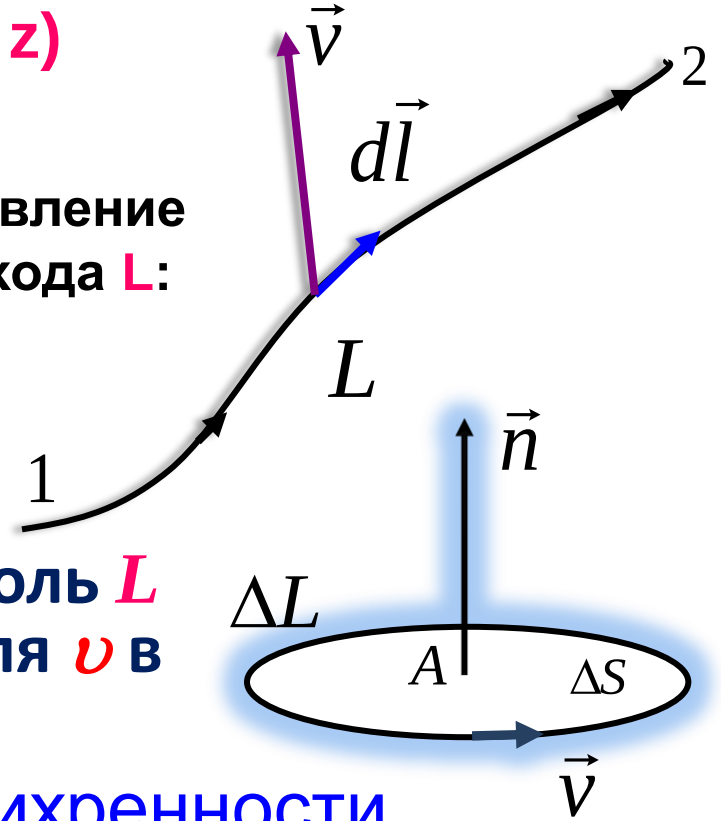


Пусть в поле скоростей $\vec{v}(x, y, z)$
задана некоторая кривая L .

Разобьем на малые элементы $d\vec{l}$, направление
которых совпадает с направлением обхода L :

$$\oint_L (\vec{v}, d\vec{l}) = \oint_L v_l dl$$

циркуляция вектора скорости вдоль L
(характеризует завихренность поля $\vec{v}$ в
области L).



локальная характеристика завихренности
потока жидкости в окрестности точки A .

$$\lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\oint_{\Delta L} (\vec{v}, d\vec{l})}{\Delta S} \cdot \vec{n} = \text{rot} \vec{v}(x, y, z)$$

$$\text{rot} \vec{v} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ v_x & v_y & v_z \end{vmatrix}$$

Уравнения движения и равновесия жидкости

В жидкости отсутствует понятие сдвига ($\tau = 0$). В жидкости могут быть только напряжения всестороннего сжатия, причем

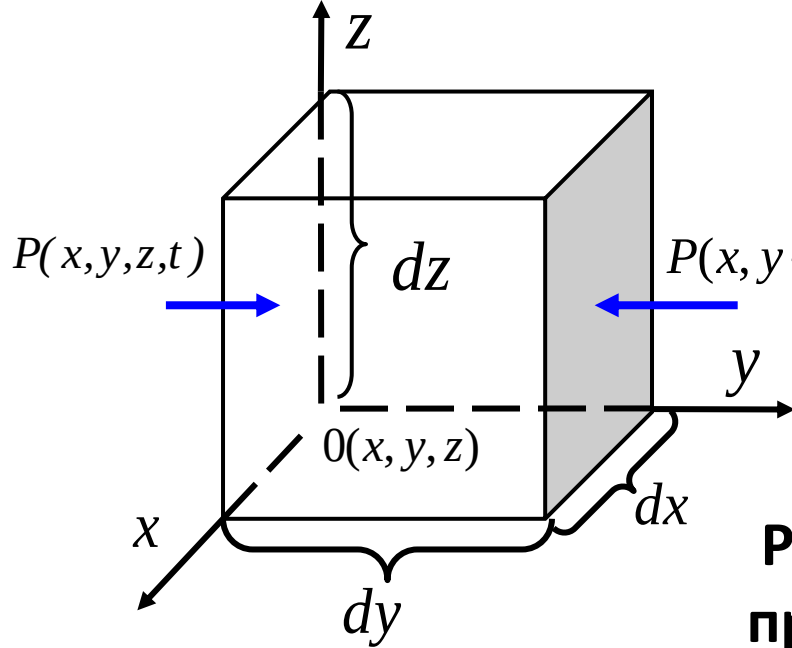
$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = P$$

P – **давление** – сила, действующая на некоторую площадку, помещенную в жидкость перпендикулярно силе и отнесенной к единице площади:

$$P = \frac{dF}{dS_{\perp}}$$

$$[p] = 1 \text{ Па.}$$
$$1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2.$$

1 паскаль равен давлению, создаваемому силой 1 Н, равномерно распределённой по нормали к ней поверхности площадью 1 м².



1. Выберем в жидкости
бесконечно малый объем

$P(x, y, z, t)$ – давление жидкости
вблизи левой боковой грани,
перпендикулярной оси
 y ,

$P(x, y + dy, z, t)$ – давление вблизи
правой боковой грани.

dx, dy, dz – длины ребер.

Проекция на Oy силы давления жидкости:

$$\begin{aligned}
 dF_y &= P(x, y, z, t) dx dz - P(x, y + dy, z, t) dx dz = \\
 &= -\frac{\partial P}{\partial y} dx dy dz = -\frac{\partial P}{\partial y} dV
 \end{aligned}$$

$$\frac{dF_y}{dV} = f_y = -\frac{\partial P}{\partial y},$$

Аналогично

$$\frac{dF_x}{dV} = f_x = -\frac{\partial P}{\partial x}, \quad \frac{dF_z}{dV} = f_z = -\frac{\partial P}{\partial z}$$

Сила давления, действующая на элемент жидкости.

$$\vec{f} = f_x \vec{i} + f_y \vec{j} + f_z \vec{k} = -\text{grad}P = -\nabla P$$

Идеальная жидкость – жидкость, вязкостью которой можно пренебречь ($F_v = 0$).

$$dm \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla P dV - dm \nabla \varphi$$
$$dm = \rho dV$$

Уравнение движения идеальной жидкости в гравитационном поле

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{v}$$
$$\nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

∇ – набла

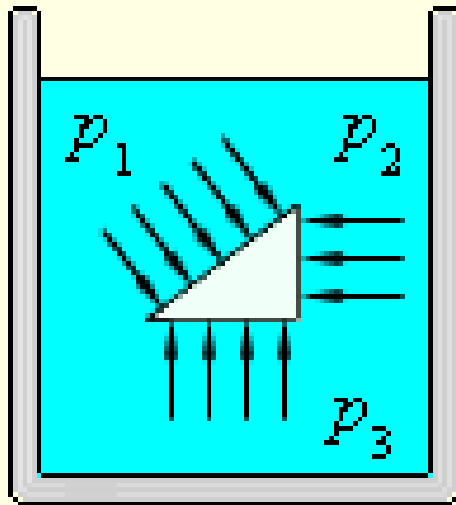
$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{v} \right] = -\nabla P - \rho \nabla \varphi$$

В равновесии справедлив **закон Паскаля**: **давление**, оказываемое на жидкость, передается ею по всем направлениям одинаковым образом.

$$\nabla P + \rho \nabla \varphi = 0$$

Уравнение гидростатики

Закон Паскаля

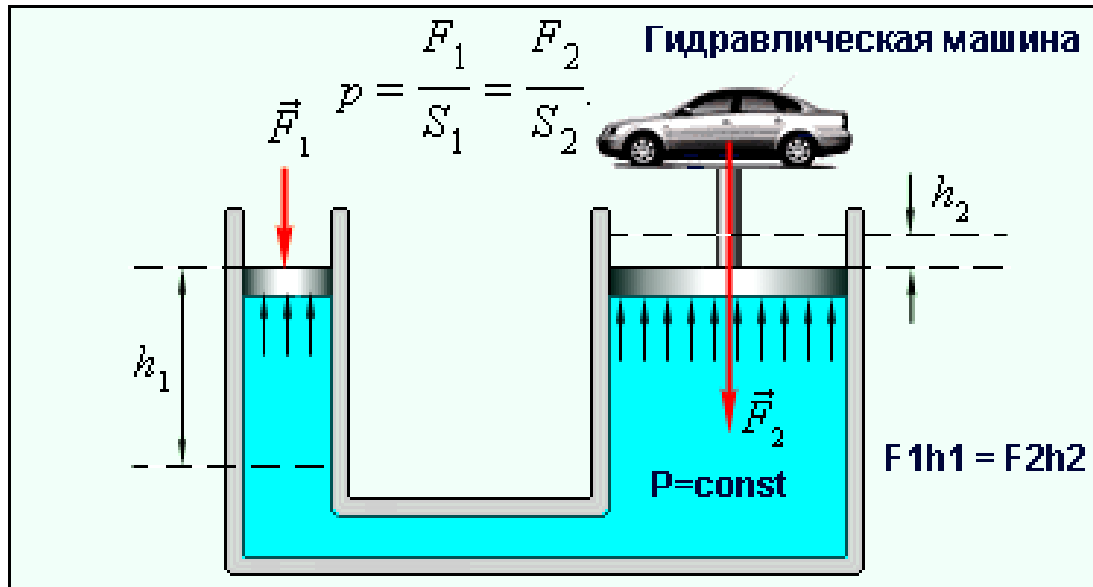


Закон Паскаля

$$p_1 = p_2 = p_3 = p$$

Давление в любом месте покоящейся жидкости одинаково по всем направлениям, причём давление одинаково передаётся по всему объёму, занятому покоящейся жидкостью

Одно из применений закона Паскаля - **гидравлическом прессе**:
два сообщающихся сосуда заполнены жидкостью и закрыты
поршнями различной площади.



По закону Паскаля,
давления под поршнями
одинаковы:

$$P_1 = P_2$$

$$\frac{F_1}{S_1} = \frac{F_2}{S_2}$$

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{S_1}{S_2}$$

Сила давления второго поршня больше силы давления первого во
столько раз, во сколько площадь больше первого.

Гидравлический пресс –механизм, позволяющий развить колоссальные силы, используемые для прессования различных изделий из металлов и пластмасс.

Вследствие несжимаемости объемы жидкости, перешедшего из одного цилиндра в другой, одинаковы:

$$S_1 h_1 = S_2 h_2$$

Работы, совершаемые силами за один ход

$$A_1 = S_1 h_1 \text{ и } A_2 = S_2 h_2.$$

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{F_1 h_1}{F_2 h_2} = \frac{S_1 h_1}{S_2 h_2} = 1$$

пресс дает выигрыш в силе, но не в совершаемой работе.

Частный случай: **несжимаемая жидкость.**

Жидкость находится в однородном поле тяжести.

Выберем положительное направление оси z вертикально вверх. Тогда потенциал

$$\varphi = gz + const,$$

$$\nabla P + \rho \nabla \varphi = 0$$

где g – ускорение свободного падения.

Подставим в уравнение равновесия:

$$P = -\rho g z + const.$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g.$$

$$P = P_0 + \rho g (h - z)$$

**линейное увеличение
гидростатического давления с
увеличением глубины**

Согласно

$$P = P_0 + \rho g(h - z)$$

сила давления на нижние слои жидкости будет больше, чем на верхние. Поэтому на тело, погруженное в жидкость, действует выталкивающая сила – **сила Архимеда**.

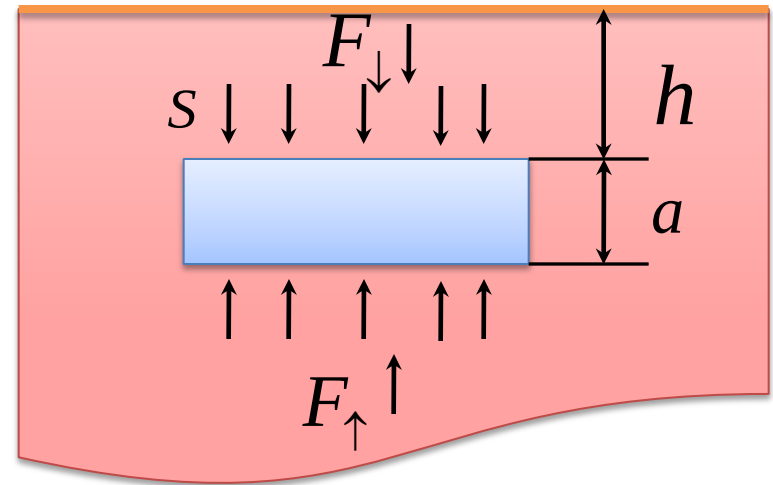
Погрузим в жидкость на глубину h параллелепипед с площадью основания S и высотой ребра a .

Давление на глубине h

$$p(h) = p_0 + \rho g h$$

Поэтому на верхнее основание действует сила

$$F_{\downarrow} = p(h)S = S(p_0 + \rho g h).$$



На глубине $h + a$ давление

$$p(h + a) = p_0 + \rho g(h + a)$$

И сила на нижнее основание:

$$F_{\uparrow} = p(h + a)S = S(p_0 + \rho gh + \rho ga).$$

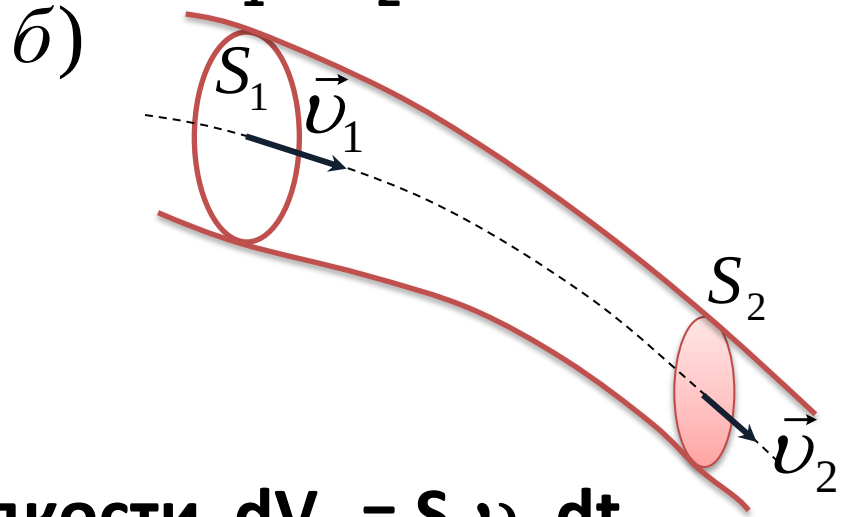
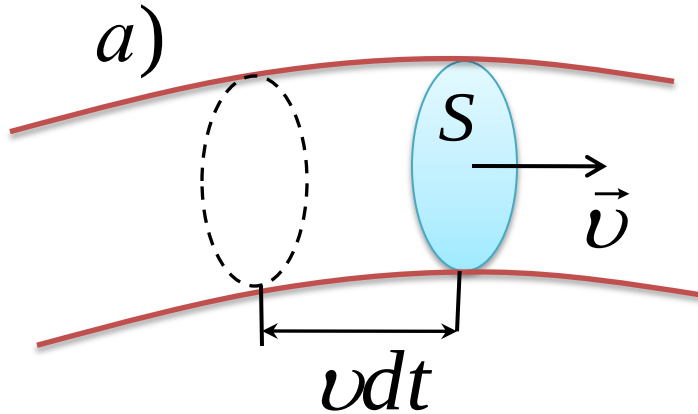
Равнодействующая этих двух сил направлена вверх и равна

$$F_A = F_{\uparrow} - F_{\downarrow} = \rho S a g = \rho V g = mg.$$

Закон Архимеда: на тело погруженное в жидкость (газ), действует выталкивающая сила, равна весу вытесненной телом жидкости (газа).

Уравнение непрерывности для несжимаемой жидкости

Рассмотрим какую-либо трубку тока. За время dt через произвольное сечение S проходит объем жидкости $Svdt$. Выберем два ее сечения S_1 и S_2



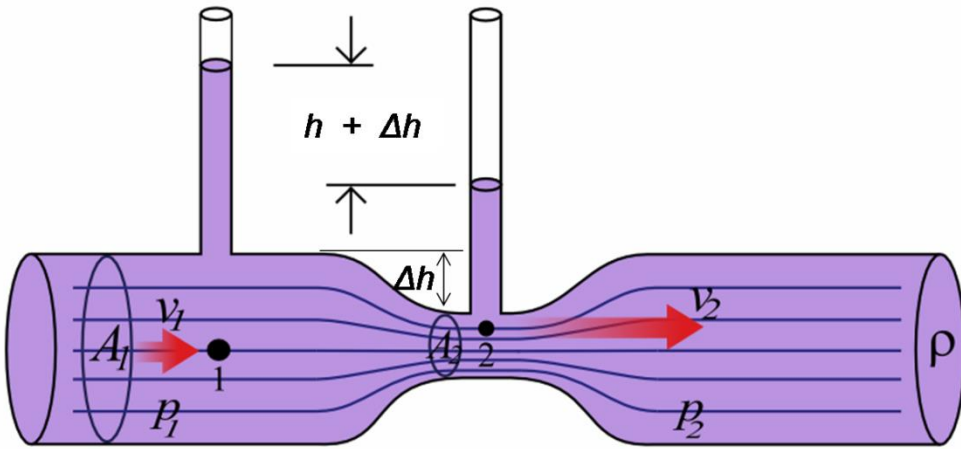
За dt через S_1 объем жидкости $dV_1 = S_1 v_1 dt$
Через S_2 пройдет объем $dV_2 = S_2 v_2 dt$

$$S_1 v_1 = S_2 v_2$$

Из равенства объемов, вошедших и вышедших из области между S_1 и S_2

Стационарное движение идеальной жидкости. Уравнение Бернулли

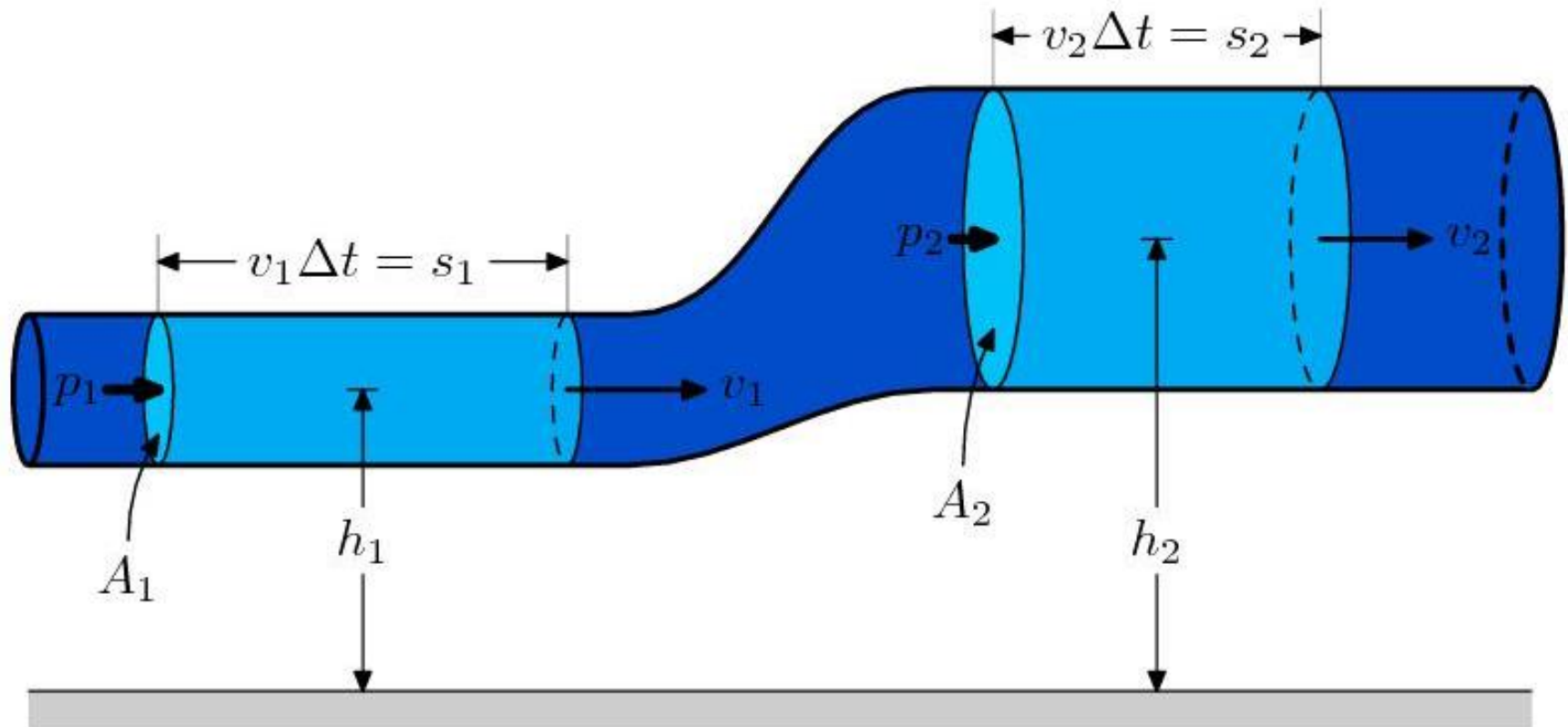
Теорема о неразрывности струи: Для несжимаемой жидкости величина Sv в любом сечении одной и той же трубки тока одинакова: $Sv = \text{const}$.



Примечание: Теорема применима к реальным жидкостям и газам, если их сжимаемостью можно пренебречь.

Следствие: в месте сужения трубы скорость потока возрастает.

Выделим в стационарно текущей идеальной жидкости трубку тока, ограниченную сечениями S_1 и S_2 , по которой слева направо течет жидкость.



За время Δt объем жидкости переместится вдоль трубки тока

$$\Delta V_1 = \Delta V_2 = \Delta V.$$

В силу непрерывности струи заштрихованные объемы будут иметь одинаковую величину

Энергия каждой i - частицы

$$W_i = W_{i\text{кин}} + W_{i\text{пот}}.$$

Полная энергия потока, протекающего за Δt через сечение A_1

$$W_1 = \left(\frac{\rho \Delta V_1 v_1^2}{2} + \rho \Delta V_1 g h_1 \right) = \Delta V \left(\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 \right)$$

Аналогично для A_2

$$W_2 = \left(\frac{\rho \Delta V_2 v_2^2}{2} + \rho \Delta V_2 g h_2 \right) = \Delta V \left(\frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 \right)$$

Изменение полной механической энергии

$$W_2 - W_1 = \Delta W = A$$

Силы давления на боковую поверхность трубки тока в каждой точке перпендикулярны к направлению перемещения частиц, поэтому работу не совершают. Отлична от нуля только работа сил, приложенных к сечениям A_1 и A_2 .

$$A = p_1 A_1 \Delta s_1 - p_2 A_2 \Delta s_2 = (p_1 - p_2) \Delta V$$

$$\begin{aligned} \Delta W &= \Delta V \left(\frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 \right) - \Delta V \left(\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 \right) = \\ &= (p_1 - p_2) \Delta V = A. \end{aligned}$$

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2$$

Сечения S_1 и S_2 были взяты произвольно. Поэтому в стационарно текущей идеальной жидкости в любом сечении трубки выполняется условие:

$$\underbrace{\frac{\rho v^2}{2}}_{\text{динамическое давление}} + \underbrace{\rho g h}_{\text{гидростатическое давление}} + \underbrace{p}_{\text{статическое давление}} = \text{const.}$$

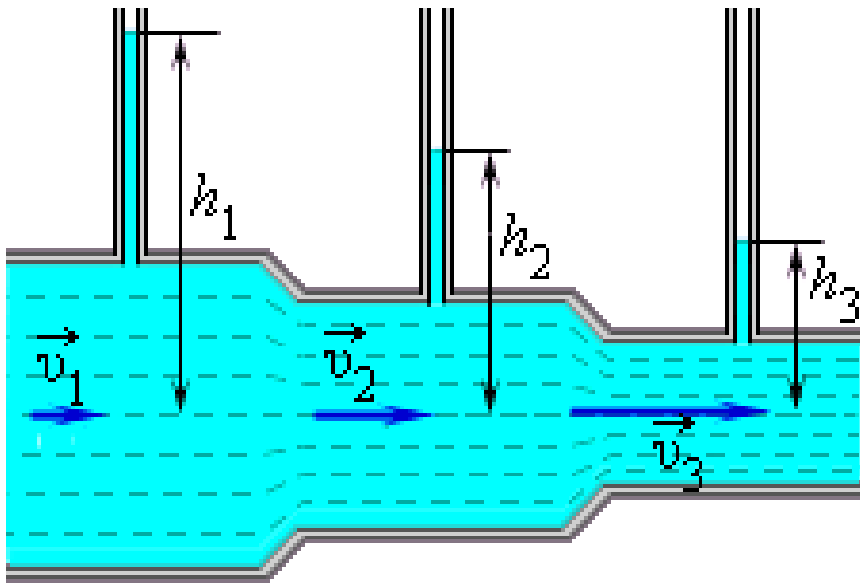
Уравнение Бернулли: в установившемся движении идеальной жидкости полное давление, состоящее из динамического, гидростатического и статического, одинаково для всех поперечных сечений трубки тока.

Следствие уравнения Бернулли

Для горизонтально расположенной трубы

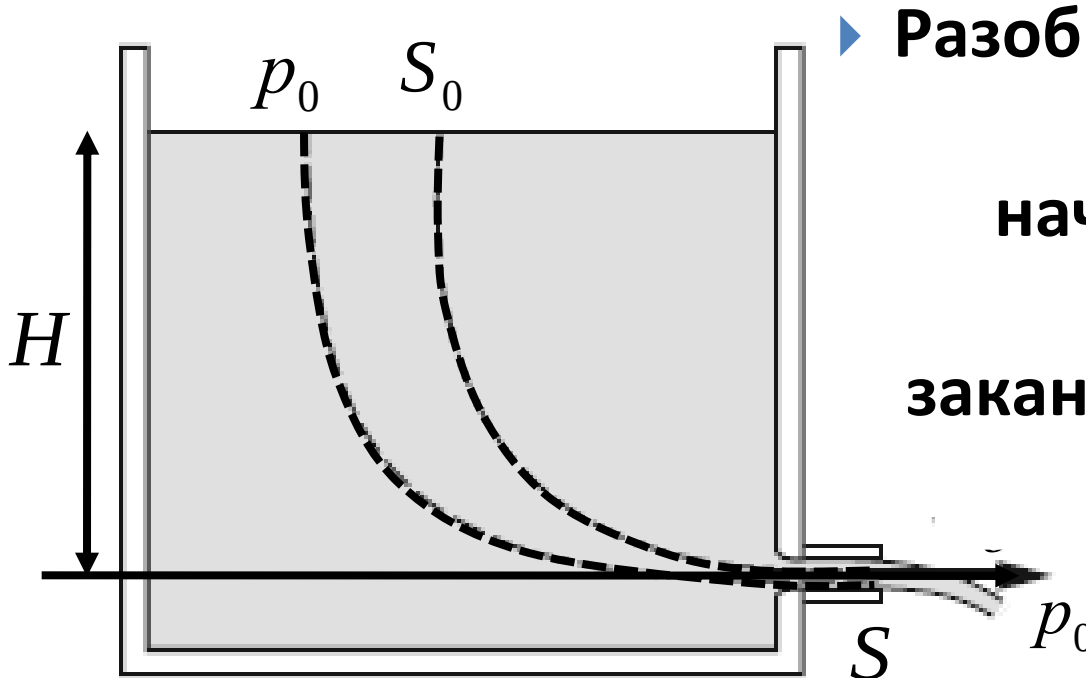
$$(h_1 = h_2)$$

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = \text{const}$$



Давление в жидкости, текущей по горизонтальной трубе переменного сечения, больше в тех сечениях потока, в которых скорость ее движения меньше, и наоборот, давление меньше в тех сечениях, в которых скорость больше.

Вытекание жидкости через отверстие в сосуде. Формула Торричелли



► Разобьем текущую жидкость на трубки тока: они все начинаются на свободной поверхности и заканчиваются на выходном торце сливной трубки.

H – высота столба над сливной трубкой.

Если $S \ll S_0$, то свободная поверхность будет оставаться горизонтальной и опускаться с некоторой малой скоростью v_0 .

$$\text{const} = \frac{\rho v_0^2}{2} + p_0 + \rho g H$$

Скорость истечения жидкости

$$\frac{\rho v_0^2}{2} + p_0 = \frac{\rho v^2}{2} + p_0 + \rho g H$$

$$S \ll S_0 \Rightarrow v_0 \ll v$$

Формула Торричелли: Скорость истечения идеальной жидкости из отверстия в сосуде такая же, как и при свободном падении тела с высоты H без начальной скорости.

$$\frac{\rho v^2}{2} = \rho g H$$

$$v = \sqrt{2gH}$$

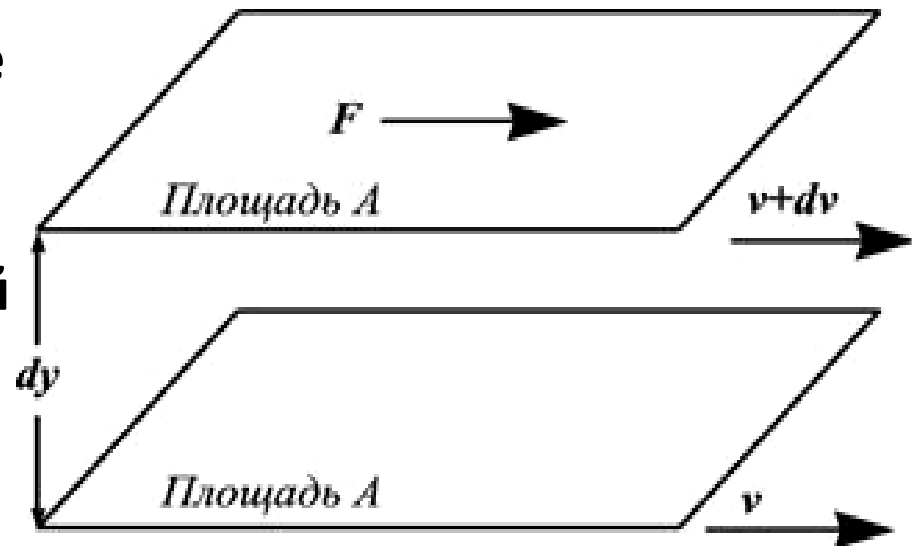
Движение тел в среде с сопротивлением.

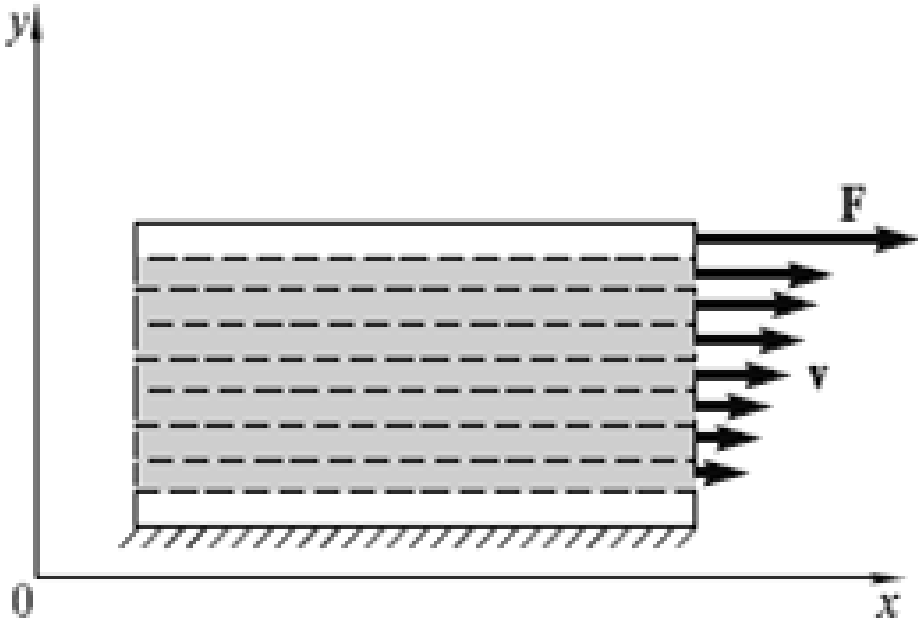
Стационарное течение вязкой жидкости

Вязкость (внутреннее трение) – свойство реальных жидкостей оказывать сопротивление перемещению одной части жидкости относительно другой.

Возникают силы внутреннего трения, направленные по касательной к поверхности слоёв.

Частицы жидкости, прилипающие к верхней пластине, движутся с нею со скоростью v . Напротив, частицы жидкости вблизи нижней (неподвижной) пластины находятся в покое.

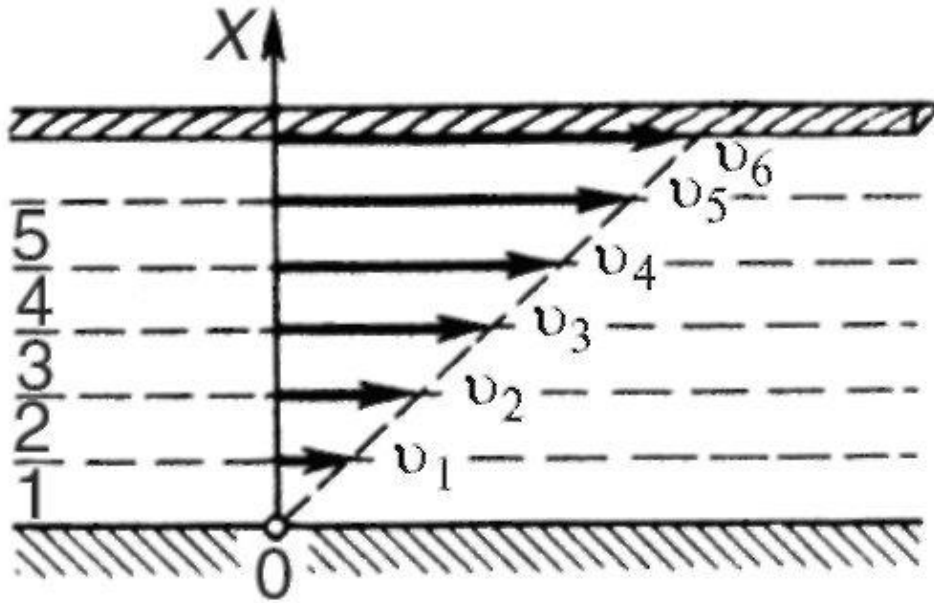




МКТ: внутреннее трение в жидкостях и газах обусловлено хаотическим движением молекул.

При движении жидкости молекулы в целом приобретают некоторый импульс, соответствующий скорости данного слоя. Этот импульс увеличивается при столкновениях с молекулами из соседнего более «быстрого» слоя, либо уменьшается (при столкновениях с молекулами из более «медленного» слоя). В итоге усилие, приложенное к верхней пластине передается нижней.

Градиент скорости $\Delta v / \Delta x$ – величина, показывающая, как быстро меняется скорость при переходе от слоя к слою в направлении x , перпендикулярном направлению движения слоёв.



Сила внутреннего трения

$$F_{тр} = \eta \left| \frac{\Delta v}{\Delta x} \right| S$$

Формула Ньютона

$$[\eta] = 1 \text{ пуаз} = 1 \text{ Н} \cdot \text{с} / \text{м}^2$$

коэффициент вязкости – динамическая вязкость

Число Рейнольдса

Определим условия, когда силами вязкости можно пренебречь

Если известна характерная скорость течения (скорость на оси потока), то сила вязкого трения

**Плотность силы вязкости
обратно пропорциональна
квадрату характерного
поперечного размера
потока и пропорциональна
скорости**

$$f_x = \eta \frac{d^2 v_x}{dy^2} \approx \eta \frac{v}{h^2}$$

Вязкостью можно пренебречь, если потери энергии потока, обусловленные силами трения, незначительны, т.е. работа сил трения на элемент жидкости, значительно меньше его кинетической энергии

$$A = f_x l \approx \frac{\eta v}{R^2} l$$

Работа силы вязкого трения при перемещении единичного объема жидкости, текущей по горизонтальной трубе R ($h \approx R$), на расстояние l

Кинетическая энергия единичного объема жидкости ρ

$$T = \frac{\rho v^2}{2}$$

$$\frac{\eta v}{R^2} l \ll \frac{\rho v^2}{2}$$

Таким образом, условие пренебрежения вязкостью

Оценка проводится по порядку величины,
можно предположить

$$l \approx R$$

$$\frac{\rho v R}{\eta} \gg 1$$

$$\text{Re} = \frac{\rho v R}{\eta}$$

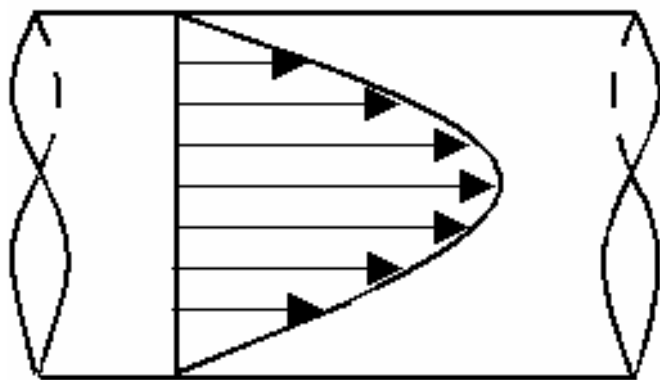
Число Рейнольдса

**Чем меньше Re, тем большую роль в движении
жидкости играют силы вязкости**

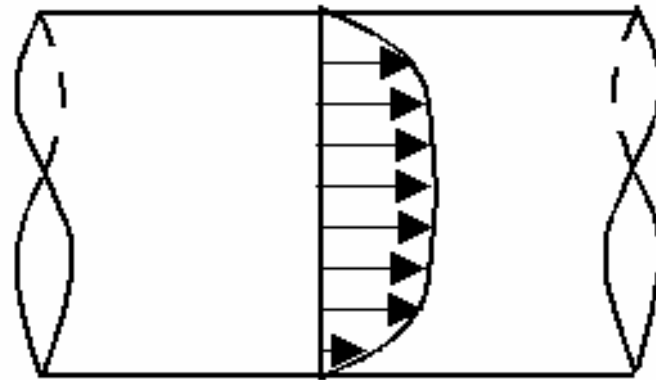
При малых значениях числа Рейнольдса
($\text{Re} \leq 1000$) наблюдается ламинарное течение;
при $1000 \leq \text{Re} \leq 2000$ происходит переход к
турбулентному течению;
при $\text{Re} = 2300$ течение – турбулентное.

Ламинарное (слоистое) течение – течение, при котором вдоль потока каждый выделенный тонкий слой скользит относительно соседних, не перемешиваясь с ними.

Турбулентное (вихревое) течение – течение, при котором вдоль потока происходит интенсивное вихреобразование и перемешивание слоёв движущейся жидкости (газа).



Ламинарное



Турбулентное



Ламинарное (на переднем плане) и турбулентное течение вокруг субмарины «Лос-Анджелес»