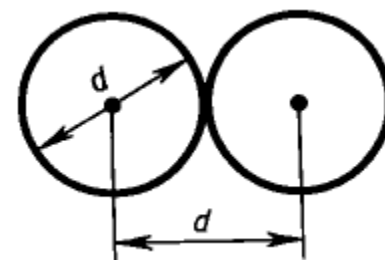


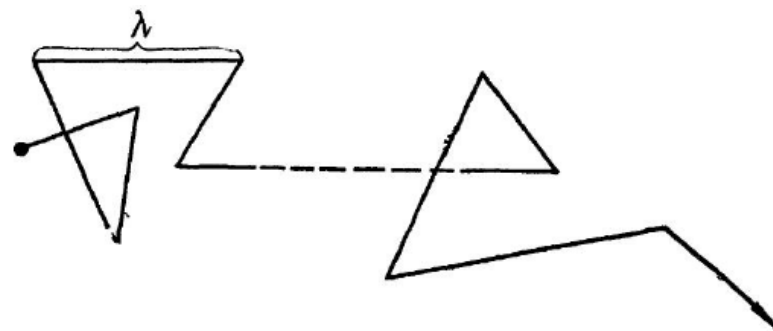
16. Среднее число столкновений и средняя длина свободного пробега молекул

Молекулы газа, находясь в состоянии хаотического движения, непрерывно сталкиваются друг с другом.

Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, называется **эффективным диаметром молекулы d** . Он зависит от скорости сталкивающихся молекул, т. е. от температуры газа.



Между двумя последовательными столкновениями молекулы проходят некоторый путь λ , называемый **длиной свободного пробега**. В общем случае длина пути между последовательными столкновениями различна, но так как мы имеем дело с огромным числом молекул, то можно говорить о **средней длине свободного пробега молекул $\langle \lambda \rangle$** .



16. Среднее число столкновений и средняя длина свободного пробега молекул

Так как за 1 с молекула проходит в среднем путь, равный средней арифметической скорости $\langle v \rangle$, и если $\langle z \rangle$ — среднее число столкновений, испытываемых одной молекулой газа за 1 с , то **средняя длина свободного пробега**

$$\langle \lambda \rangle = \frac{\langle v \rangle}{\langle z \rangle}$$

Расчеты показывают, что среднее число столкновений

что среднее число

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

Тогда средняя длина свободного пробега

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

Средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна концентрации n молекул.

16. Среднее число столкновений и средняя длина свободного пробега молекул

С другой стороны, при постоянной температуре концентрация n молекул пропорциональна давлению p ($p=nkT$). Следовательно,

$$\frac{\langle \lambda_1 \rangle}{\langle \lambda_2 \rangle} = \frac{kT}{\sqrt{2\pi d^2 p_1}} \cdot \frac{\sqrt{2\pi d^2 p_2}}{kT} = \frac{p_2}{p_1}$$

Заметим, что $\langle \lambda \rangle$ можно определить экспериментально на основе изучения явлений переноса в газах.

17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

До сих пор мы рассматривали газ, находящийся в *равновесном состоянии*. Такое состояние характеризуется *одинаковостью во всех точках занимаемого газом объема* таких величин, как *температура, давление, относительное количество молекул разного сорта* и т. п.

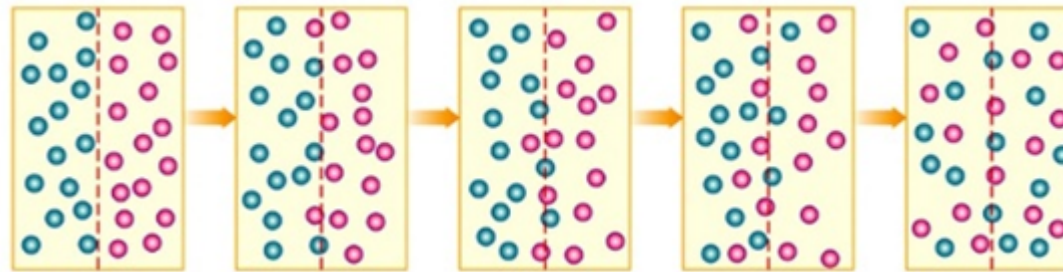
Теперь мы рассмотрим явления, возникающие при отклонениях газа от равновесия, причем ограничимся случаем, когда эти отклонения невелики. Подобные явления по причинам, которые выяснятся в дальнейшем, получили название *явлений переноса*.

К явлениям переноса относятся *диффузия* (обусловлена переносом массы), *теплопроводность* (обусловлена переносом энергии) и *внутреннее трение* (обусловлено переносом импульса).

17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

1. Диффузия

Если в различных частях объема газа плотность была первоначально неодинаковой, то с течением времени она выровняется.



Диффузия представляет собой процесс выравнивания концентрации молекул системы во всем объеме, занимаемой системой (обусловлена *переносом массы*).

Число молекул, пересекающих в единицу времени единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению переноса молекул, называется плотностью потока молекул:

$$J_n = \frac{\Delta N}{\Delta S_{\perp} \Delta t}$$

17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

1. Диффузия

Явление *диффузии* для химически однородного газа описывается законом **Фика** установленным экспериментально:

$$J_n = -D \frac{\Delta n}{\Delta x},$$

где D — коэффициент диффузии, $\frac{\Delta n}{\Delta x}$ — градиент концентрации молекул в направлении оси Ox . Знак «-» указывает на то, что поток молекул направлен в сторону убывания концентрации молекул.

$$\left. \begin{array}{l} J_n = \frac{\Delta N}{\Delta S_{\perp} \Delta t} \\ J_n = -D \frac{\Delta n}{\Delta x} \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \frac{\Delta N}{\Delta S_{\perp} \Delta t} = -D \frac{\Delta n}{\Delta x} \cdot (\times m_0) \\ m_0 - \text{масса молекулы} \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{\Delta N \cdot m_0}{\Delta S_{\perp} \Delta t} = -D \frac{\Delta n \cdot m_0}{\Delta x}$$

17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

1. Диффузия

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta N \cdot m_0}{\Delta S_{\perp} \Delta t} &= -D \frac{\Delta n \cdot m_0}{\Delta x} \\ \Delta N \cdot m_0 &= m \\ \Delta n \cdot m_0 &= \Delta \rho \end{aligned} \right\} \Rightarrow m = -D \frac{\Delta \rho}{\Delta x} \Delta S_{\perp} \Delta t$$

- *масса вещества*, переносимого за промежуток времени Δt через площадку ΔS перпендикулярно направлению диффузии

$\frac{d\rho}{dx}$ - градиент плотности в направлении оси X .

Знак «-» показывает, что перенос массы происходит в направлении убывания плотности.

Согласно кинетической теории газов:

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

где - $\langle v \rangle$ - средняя арифметическая скорость,
 $\langle \lambda \rangle$ - средняя длина свободного пробега.

$$[D] = \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$$

17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

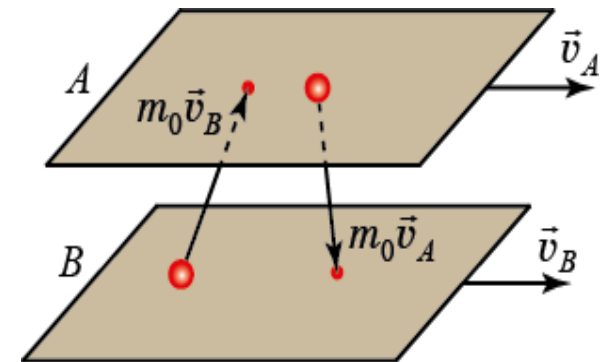
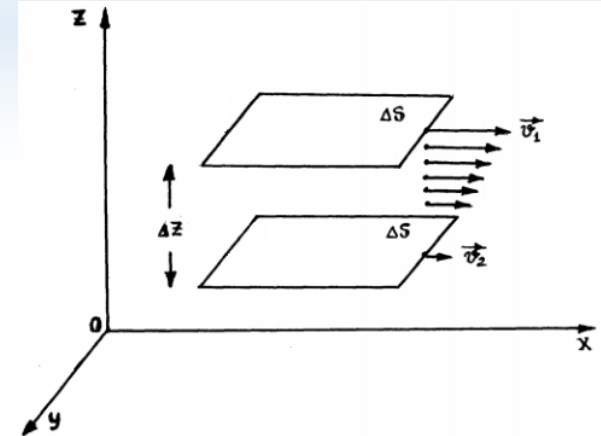
2. Внутреннее трение (вязкость)

Рассмотрим *ламинарное течение* жидкости (газа). При таком течении весь объём жидкости (газа) можно разделить на параллельные слои, которые скользят друг относительно друга, не перемешиваясь, имея при этом постоянную во времени, но различную в разных точках пространства скорость

Вблизи стенок трубки скорость слоев газа близка к нулю, так как силы взаимодействия между молекулами газа и молекулами стенки гораздо больше сил взаимодействия молекул газа между собой.

Скорость слоев возрастает по мере удаления от стенок.

Молекулы, двигаясь хаотически, переходят из слоёв с большими скоростями в слои с меньшими скоростями, и скорость этих слоёв увеличивается; молекулы из слоёв с меньшими скоростями переходят в слои с большей скоростью и скорость последних уменьшается. В результате *происходит направленный перенос импульса из слоя в слой.*



17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

2. Внутреннее трение (вязкость)

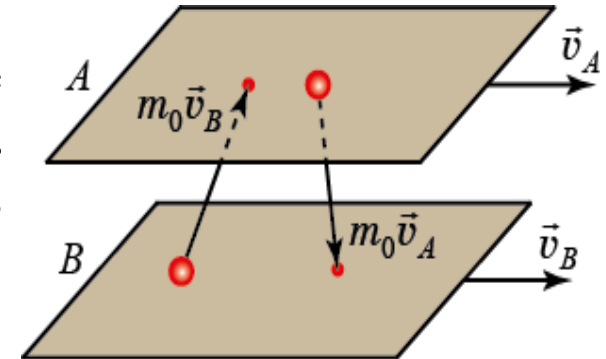
Между соседними слоями возникают силы трения, направленные по касательной к поверхности слоёв. Благодаря этому соприкасающиеся слои сопротивляются взаимному скольжению. Это свойство жидкостей (газов) называется **внутренним трением (вязкостью)**.

Плотность потока импульса равна величине импульса, переносимого за единицу времени через единичную площадку, расположенную перпендикулярно направлению переноса импульса:

$$J_p = \frac{\Delta p}{\Delta t} \cdot \frac{1}{\Delta S_{\perp}} = F \cdot \frac{1}{\Delta S_{\perp}},$$

где $\frac{\Delta p}{\Delta t}$ – скорость изменения импульса, равная по II –му закону Ньютона приложенной силе.

F можно трактовать как касательную силу внутреннего трения, действующую на соприкасающиеся слои движущейся жидкости вследствие переноса импульса молекул из слоя в слой.



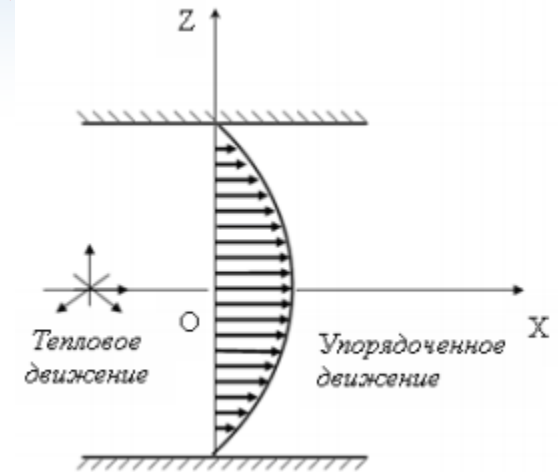
17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

2. Внутреннее трение (вязкость)

Экспериментально установлен закон Ньютона для вязкости

$$J_p = -\eta \frac{\Delta v_x}{\Delta z},$$

где $\frac{\Delta v_x}{\Delta z}$ – градиент скорости в направлении оси OZ , η – коэффициент динамической вязкости (внутреннего трения).



$$\left. \begin{array}{l} J_p = F \cdot \frac{1}{\Delta S_{\perp}} \\ J_p = -\eta \frac{\Delta v_x}{\Delta z} \end{array} \right\} \Rightarrow F \cdot \frac{1}{\Delta S_{\perp}} = -\eta \frac{\Delta v_x}{\Delta z} \Rightarrow F = \eta \left| \frac{\Delta v_x}{\Delta z} \right| \Delta S_{\perp} \Rightarrow \eta = \frac{F}{\left| \frac{\Delta v_x}{\Delta z} \right| \cdot \Delta S_{\perp}}$$

Коэффициент динамической вязкости численно равен силе внутреннего трения, действующей на единицу площади соприкасающихся слоев жидкости, движущихся друг относительно друга с градиентом скорости, равным единице.

$$[\eta] = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = \text{Па} \cdot \text{с}$$

17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

2. Внутреннее трение (вязкость)

Согласно кинетической теории газов:

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

Наряду с коэффициентом динамической вязкости η часто употребляется коэффициент кинематической вязкости $\nu = \frac{\eta}{\rho}$, где ρ - плотность жидкости.

$$[\nu] = \frac{m^2}{c}$$

Величина, обратная коэффициенту внутреннего трения, называется **текучестью**.

17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

3. Теплопроводность

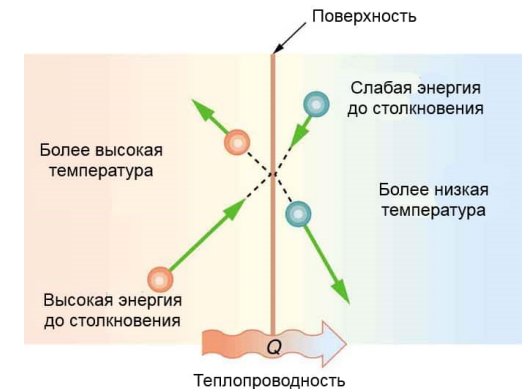
Если система неоднородна по температуре, тогда появляется поток тепловой энергии в направлении убывания температуры. Таким образом, теплопроводность представляет собой перенос энергии, обусловленный разностью температур ΔT .

В газах (в меньшей степени жидкостях) передача энергии осуществляется при столкновениях хаотически движущихся молекул.

В жидкостях и аморфных телах энергия переносится в процессе столкновений молекул, которые могут лишь совершать малые колебания в пределах, ограниченных межмолекулярными расстояниями.

Молекулы, имеющие более высокую энергию, совершают колебания с большей амплитудой и при столкновениях с менее "энергичными" молекулами как бы раскачивают их, передавая им свою энергию.

В твердых телах теплота передается колебаниями кристаллической решетки. Частицы, находящиеся в узлах кристаллической решетки, участвуя в тепловом движении, колеблются около положений своего равновесия.



17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

3. Теплопроводность

Колебания передаются от частицы к частице и распространяются в виде упругих тепловых волн.

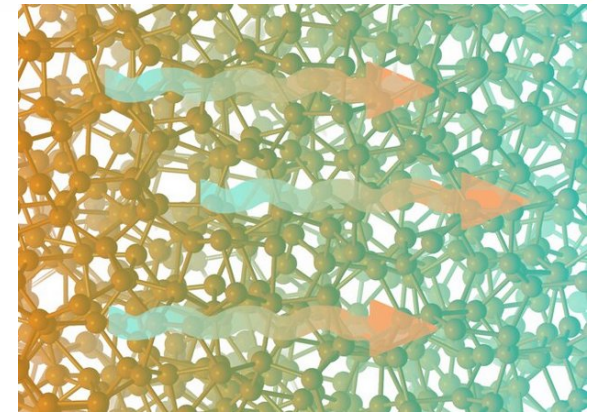
Механизм образования этих волн в кристаллах аналогичен механизму появления звуковых волн, поэтому тепловые волны обычно называют акустическими.

Подобно энергии электромагнитных волн, энергия акустических волн также квантована.

По аналогии с квантом световой энергии - *фотоном*, квант тепловой энергии называется **фононом**. Энергия фонона выражается произведением постоянной Планка h на частоту ν

$$\varepsilon = h \cdot \nu$$

Фононы относятся к категории **квазичастиц**. Основное отличие квазичастиц от обычных частиц (электронов, фотонов и т.д.) заключается в том, что квазичастицы не могут существовать в вакууме: для своего существования они нуждаются в упругой среде.



17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

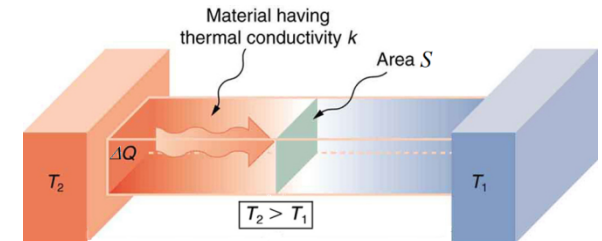
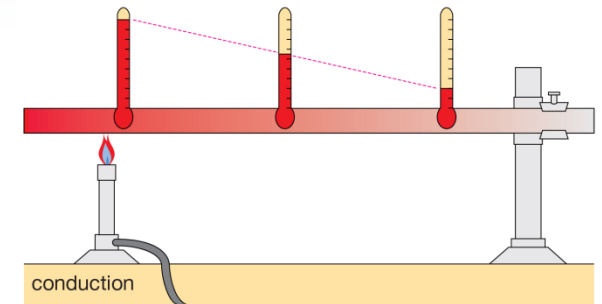
3. Теплопроводность

Фононы являются главными переносчиками тепла в **аморфных телах**.

В чистых **металлах** основными переносчиками тепла являются **валентные электроны**. При достаточно высоких температурах решеточная (фононная) теплопроводность составляет 1-2% от электронной. Этим объясняется высокая теплопроводность чистых металлов по сравнению с аморфными телами.

Плотность потока тепловой энергии J_E (тепловая энергия, переносимая в единицу времени через единицу поверхности, расположенной перпендикулярно направлению переноса энергии) равна:

$$J_E = \frac{\Delta Q}{\Delta S_{\perp} \Delta t}$$



17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

3. Теплопроводность

Экспериментально установлен закон Фурье:

$$J_E = -K \frac{\Delta T}{\Delta x},$$

где K – коэффициент теплопроводности, $\frac{\Delta T}{\Delta x}$ – градиент температуры в направлении оси OX . Знак «-» указывает на то, что перенос тепловой энергии происходит в направлении убывания температуры.

$$\left. \begin{array}{l} J_E = \frac{\Delta Q}{\Delta S_{\perp} \Delta t} \\ J_E = -K \frac{\Delta T}{\Delta x} \end{array} \right\} \Rightarrow \frac{\Delta Q}{\Delta S_{\perp} \Delta t} = -K \frac{\Delta T}{\Delta x} \Rightarrow \Delta Q = -K \frac{\Delta T}{\Delta x} \Delta S_{\perp} \Delta t \Rightarrow K = \frac{\Delta Q}{\left| \frac{\Delta T}{\Delta x} \right| \Delta S_{\perp} \Delta t}$$

Коэффициент теплопроводности K численно равен количеству тепла, прошедшего через единицу поверхности за единицу времени при градиенте температуры, равном единице (площадка ΔS перпендикулярна оси OX).

17. Явления переноса в термодинамических неравновесных системах

3. Теплопроводность

Теплопроводность зависит от температуры и с понижением температуры она возрастает. Такой характер зависимости теплопроводности от температуры объясняется в квантовой теории. Но для небольших определенных интервалов температур теплопроводность можно считать постоянной.

Можно показать, что

$$K = \frac{1}{3} c_V \rho \langle v \rangle \langle \lambda \rangle,$$

где - $\langle v \rangle$ - средняя арифметическая скорость,
 $\langle \lambda \rangle$ - средняя длина свободного пробега,
 c_V - удельное теплоемкость при постоянном объеме.

Формулы для коэффициентов теплопроводности, диффузии и внутреннего трения связывают коэффициенты переноса и характеристики теплового движения молекул. Из этих выражений вытекают зависимости между K , D и η .

$$\eta = \rho D, \quad K = \eta \cdot c_V.$$