

**Билет №9**

1) Простейшими свойствами обладает газ, взаимодействие между молекулами которого пренебрежимо мало. Такой газ называется идеальным. Всякий реальный газ при достаточном разрежении близок по своим свойствам к идеальному. Некоторые газы, такие как воздух, азот, кислород даже при обычных условиях, то есть при комнатной температуре и атмосферном давлении, мало отличаются от идеального газа. Особенно близки по своим свойствам к идеальному газу гелий и водород.

Основное уравнение кинетической теории идеального газа

2) Кинематика точки.

Кинематика изучает движение тел, не интересуясь причинами, обуславливающими это движение.

Тело, размерами которого в условиях данной задачи можно пренебречь, называется *материальной точкой*.

Материальная точка при своем движении описывает некоторую линию, которая называется траекторией.

Одна из хар-к траектории – ее кривизна  $C = \lim \Delta\phi/\Delta s$ , при  $\Delta s \rightarrow 0$ .

Радиус кривизны – величина, обратная  $C$ .

Расстояние между начальной и конечной точками движения, отсчитанное вдоль траектории, называется *путем*, пройденным частицей.

Прямойлинейный отрезок, проведенный из точки начала движения в точку конца движения, называется *перемещением* частицы.

Перемещение – вектор  $\Rightarrow$  характеризуется численным значением и направлением.

Если за равные, сколь угодно малые промежутки времени частица проходит одинаковые пути, то *движение частицы называют равномерным*.

Вектор скорости направлен по касательной к траектории. Величина, равная пределу отношения изменения скорости ко времени, при  $\Delta t \rightarrow 0$ , называется *ускорением*.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов

$\langle c_{x,av}^2 \rangle$  – средняя квадратичная скорость молекул;  $E$  – суммарная кинетическая энергия поступательного движения всех молекул газа;  $n$  – концентрация молекул;  $m_0$  – масса одной молекулы;  $m = Nm_0$  – масса газа;  $N$  – число молекул в объеме  $V$  газа.

$$p = \frac{1}{3} nm_0 \langle c_{x,av}^2 \rangle^2,$$

или

$$pV = \frac{2}{3} N \left( \frac{m_0 \langle c_{x,av}^2 \rangle}{2} \right) = \frac{2}{3} E,$$

или

$$pV = \frac{1}{3} Nm_0 \langle c_{x,av}^2 \rangle^2 = \frac{1}{3} m \langle c_{x,av}^2 \rangle^2$$

Составляющая вектора ускорения, направленная по касательной к траектории движения, называется *тангенциальным ускорением*.

Составляющая вектора ускорения, направленная по нормали к траектории движения, называется *нормальным ускорением*.

**Билет №10**

1) Совокупность тел, выделенная для рассмотрения, называется механической системой.

Система тел, взаимодействующих только между собой, называется замкнутой.

Центром масс тела называется точка  $C$ , положение которой определяется радиус-вектором  $r = (\sum m_i r_i / \sum m_i)$ .

Центр масс твердого тела движется так, как двигалась бы материальная точка с массой, равной массе тела, под действием приложенных к телу сил.

● **Центр масс системы материальных точек** – воображаемая точка  $C$ , положение которой характеризует распределение массы этой системы.

● **Радиус-вектор точки  $C$**   
 $[m_i \text{ и } \vec{r}_i - \text{соответственно масса и радиус-вектор } i\text{-й материальной точки; } n - \text{число материальных точек в системе; } m = \sum_{i=1}^n m_i - \text{масса системы}].$

$$\vec{r}_C = \frac{\sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i}{m}$$

● **Закон движения центра масс:** *центр масс системы движется как материальная точка.*

● **Более общая формулировка второго закона Ньютона:** *скорость изменения импульса материальной точки равна действующей на нее силе.*

$$F = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

● **Более общая формулировка закона сохранения импульса:** *импульс замкнутой системы сохраняется, т. е. не изменяется с течением времени* ( $n$  – число материальных точек (тел), входящих в систему).

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i = \text{const}$$

2) Максвелловское распределение молекул по скоростям

В состоянии термодинамического равновесия макроскопические параметры системы не меняются со временем. Однако координаты и импульсы отдельных молекул непрерывно изменяются благодаря хаотическому тепловому движению. Тем не менее полный беспорядок, которым характеризуется тепловое движение молекул, имеет свои законы: в состоянии термодинамического равновесия физическая система характеризуется определенными средними значениями различных величин и определенным законом распределения значений этих величин у отдельных молекул. В частности, существует неизменное во времени распределение молекул по скоростям и координатам. Знание этих распределений позволяет вычислить средние значения микроскопических параметров системы.

Возьмем в воображаемом пространстве скоростей прямоугольные оси, по которым будем откладывать значения  $v_x, v_y, v_z$  (компоненты скорости по осям). Вследствие равноправия всех направлений движения расположение точек относительно начала координат будет сферически симметричным. Следовательно, плотность точек в пространстве может зависеть только от модуля скорости  $v$ . Обозначим эту плотность через  $Nf(v)$  ( $N$  – полное число молекул в данной массе газа). Тогда количество молекул, компоненты скоростей которых лежат в пределах от  $v_i$  до  $v_i + dv_i$ ,  $i=x,y,z$  можно представить в виде:  $dN_{v_x, v_y, v_z} = Nf(v)dv_x dv_y dv_z$ . Объем области, лежащей между сферами радиусов  $v$  и  $v+dv$ , в которую попадают молекулы с соответствующими скоростями, равен  $4\pi v^2 dv$ . Следовательно, число точек, находящихся в этой области, определяется выражением  $dN_v = Nf(v)4\pi v^2 dv$ . Это выражение дает число молекул, величина скоростей которых лежит в интервале от  $v$  до  $v+dv$ . Разделив на  $N$ , получим вероятность  $dP$ , того, что скорость молекулы окажется в пределах от  $v$  до  $v+dv$ :  $dP = f(v)4\pi v^2 dv$ . Так как  $dP = f(x)dx$ , делаем вывод, что  $F(v) = f(v)4\pi v^2$  играет роль функции распределения молекул газа по скоростям. Вид функции был теоретически установлен Максвеллом в 1860г. (далее там вывод страницы на три – см. шпору).

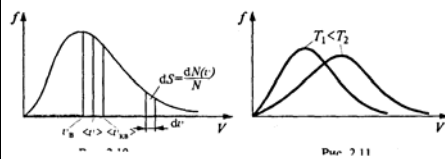
● **Закон Максвелла для распределения молекул идеального газа по скоростям.**

$$f(v) = \frac{dN(v)}{N dv} = 4 \left( \frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 \exp \left( -\frac{m_0 v^2}{2kT} \right)$$

Функция  $f(v)$  распределения молекул по скоростям (рис. 2.10) определяет относительное число молекул  $dN(v)/N$  из общего числа  $N$  молекул, скорости которых лежат в интервале от  $v$  до  $v + dv$ .

График этой функции приведен на рис. 2.10.

Из функции распределения следует, что при повышении температуры максимум функции распределения молекул по скоростям (рис. 2.11) сместится вправо (значение наиболее вероятной скорости становится больше). Однако площадь, ограниченная кривой, остается неизменной, поэтому при повышении температуры кривая распределения молекул по скоростям будет растягиваться и понижаться.



**Билет №22**

1) Момент силы.

● **Момент силы относительно неподвижной оси  $z$**  – скалярная величина  $M_z$ , равная проекции на эту ось вектора  $M$  момента силы, определенного относительно произвольной точки  $O$  данной оси  $z$  (рис. 1.13).

Значение момента  $M_z$  не зависит от выбора положения точки  $O$  на оси  $z$ .

$$M_z = [\vec{r} \vec{F}]_z$$

Если ось  $z$  совпадает с направлением вектора  $M$ , то момент силы можно записать в виде вектора, направленного вдоль оси.

$l = r \sin \alpha$  называется плечом силы относительно точки  $O$ .

Две равные по величине противоположно направленные силы, не действующие вдоль одной прямой, называются парой сил.

Расстояние между прямыми, вдоль которых действуют силы, называется плечом пары.

Момент импульса материальной точки и механической системы.

Момент импульса относится к одному из трех аддитивных интегралов движения.

Для отдельно взятой частицы моментом импульса относительно точки  $O$  называется псевдовектор  $M = [r, p] = [r, mv]$ .

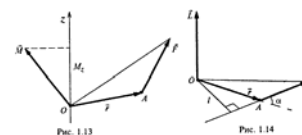
Моментом импульса системы относительно точки  $O$  называется векторная сумма моментов импульсов частиц, входящих в систему.

Проекция вектора момента импульса на ось  $z$  называется моментом импульса частицы относительно этой оси.

$$L = [\vec{r} \vec{p}] = [\vec{r} m \vec{v}]$$

● **Момент импульса материальной точки  $A$  относительно неподвижной точки  $O$**  – физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-вектора  $\vec{r}$ , проведенного из точки  $O$  в точку  $A$ , на вектор импульса  $\vec{p}$  (рис. 1.14).

$\vec{p} = m\vec{v}$  – импульс материальной точки (рис. 1.13);  $L$  – псевдовектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от  $\vec{r}$  к  $\vec{p}$ .



Основное уравнение динамики вращательного движения

$M = I^* (d\omega/dt)$

● **Уравнение (закон) динамики вращательного движения твердого тела относительно неподвижной оси:** *производная момента импульса твердого тела относительно той же оси равна моменту сил относительно этой же оси* ( $\epsilon$  – угловое ускорение;  $J_z$  – момент инерции тела относительно оси  $z$ ).

$$\dot{M} = \frac{dL}{dt};$$

$$M_z = J_z \frac{d\omega}{dt} = J_z \epsilon$$

2) Атмосферное давление на какой-либо высоте  $h$  обусловлено весом вышележащих слоев газа. Обозначим буквой  $p$  давление на высоте  $h$ . Тогда давление на высоте  $h+dh$  будет  $p+dp$ , причем если  $dh > 0$ , то  $dp < 0$ , так как вес вышележащих слоев атмосферы, а след., и давление с высотой убывают. Разность давлений равна весу газа, заключенного в объеме цилиндра с площадью основания, равной единице, и высотой  $dh$ :  $dp = -\rho g dh$ , где  $\rho$  – плотность газа на высоте  $h$ . При условиях, близких к нормальным, воздух мало отличается по своему поведению от идеального газа. Поэтому плотность воздуха можно вычислить по формуле:  $\rho = Mp/(RT)$ . Подстановка этого выражения дает:  $dp = -(Mpg/RT)dh$ . Температура является некоторой функцией от высоты. Если вид функции известен, то данное уравнение можно проинтегрировать и найти зависимость  $p$  от  $h$ . Для случая, когда  $T(h) = \text{const}$ , получаем, что  $p = C \exp(-Mgh/RT)$ . При  $h=0$   $C = p_0$ , где  $p_0$  – давление на высоте  $h=0$ . Таким образом:  $p = p_0 \exp(-Mgh/RT)$ . Эта формула называется барометрической. Из нее следует, что давление убывает с высотой тем быстрее, чем тяжелее газ, и чем ниже температура.

Если вместо  $p$  подставить значение  $nkT$ , то  $kT$  в обеих частях сократится, и получим формулу:  $n = n_0 \exp(-mgh/kT)$ . Здесь  $n$  – концентрация молекул на высоте  $h$ ,  $n_0$  – на высоте  $h_0$ . Из этой формулы следует, что с понижением температуры число частиц на высотах, отличных от нуля, убывает, обращаясь в нуль при  $T=0$ . При абсолютном нуле все молекулы расположились бы на земной поверхности. Каждое конкретное распределение молекул по высоте устанавливается в результате действия двух тенденций: 1) притяжение молекул к Земле ( $mg$ ); 2) тепловое движение ( $kT$ ). На разной высоте молекула обладает различным запасом потенциальной энергии:  $e_p = mgh$ . Следовательно распределение по высоте является вместе с тем и распределением по потенциальной энергии молекул. То есть:  $n = n_0 \exp(-e_p/kT)$ . Больцман доказал, что это распределение справедливо не только случае потенциального поля сил земного тяготения, но и в любом потенциальном поле сил для совокупности любых одинаковых ястичи, находящихся в состоянии хаотического теплового движения. В соответствии с этим это распределение называют распределением Больцмана.

В то время, как закон Максвелла дает распределение частиц по значениям кинетической энергии, закон Больцмана дает распределение частиц по значениям потенциальной энергии. Согласно закону Больцмана, количество молекул, попадающих в пределы объема  $dV = dx dy dz$ , расположенного в точке с координатами  $x, y, z$  равно  $dN_{x,y,z} = n_0 \exp(-e_p(x,y,z)/kT) dx dy dz$ .

**Билет №20**

1) Величина, равная  $dA=Fds$ , называется *работой*, совершаемой силой  $F$  на пути  $ds$ .

Работа - физическая величина (мера), характеризующая изменение энергии в механике.

Работа, совершаемая в единицу времени, называется мощностью.

Величина, равная  $T=mv^2/2$ , называется кинетической энергией.

Если на частицу действует сила  $F$ , то кинетическая энергия не остается постоянной.

Кинетическая энергия тела при плоском движении складается из энергии поступательного движения со скоростью центра масс системы и энергии вращения вокруг оси, проходящей через центр масс тела.

Кинетическая энергия вращающегося тела равна половине произведения момента инерции на квадрат угловой скорости при:

- 1) тело вращается вокруг неподвижной оси
- 2) тело вращается вокруг одной из главных осей инерции
- 3) тело - шаровой волчок.

2) В то время, как закон Максвелла дает распределение частиц по значениям кинетической энергии, закон Больцмана дает распределение частиц по значениям потенциальной энергии. Согласно закону Больцмана, количество молекул, попадающих в пределы объема  $dV=dx dy dz$ , расположенного в точке с координатами  $x, y, z$  равно  $dN_{x,y,z} = N_0 \exp(-e_p(x,y,z)/kT) dx dy dz$ . Распределения Максвелла и Больцмана, таким образом, можно объединить в один закон Максвелла-Больцмана, согласно которому число молекул, компоненты скорости которых лежат в пределах от  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  до  $v_x+dv_x$ ,  $v_y+dv_y$ ,  $v_z+dv_z$ , а координаты в пределах от  $x$ ,  $y$ ,  $z$  до  $x+dx$ ,  $y+dy$ ,  $z+dz$ , равно:  $dN_{v_x,v_y,v_z,x,y,z} = A \exp(-(e_p + mv^2/2)/kT) dv_x dv_y dv_z dx dy dz$ .  $A$  - нормировочный множитель равный  $n_0(m/2\pi kT)^{3/2}$ ,  $e_p = e_p(x,y,z)$  и  $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ .

**Билет №27**

1) Момент силы.

● **Момент силы относительно неподвижной точки  $O$**  - физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-вектора  $\vec{r}$ , проведенным из точки  $O$  в точку приложения силы  $\vec{F}$ , на эту силу (рис. 1.12)

$$\vec{M} = [\vec{r}\vec{F}]$$

$[\vec{M}$  - псевдовектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от  $\vec{r}$  к  $\vec{F}$ ].

● **Момент силы относительно неподвижной оси  $z$**  - скалярная величина  $M_z$ , равная проекции на эту ось вектора  $\vec{M}$  момента силы, определенного относительно произвольной точки  $O$  данной оси  $z$  (рис. 1.13).

Значение момента  $M_z$  не зависит от выбора положения точки  $O$  на оси  $z$ .

Если ось  $z$  совпадает с направлением вектора  $\vec{M}$ , то момент силы можно записать в виде вектора, направленного вдоль оси.

$$\vec{M}_z = [\vec{r}\vec{F}]_z$$

$l = r \sin \alpha$  называется плечом силы относительно точки  $O$ .

Две равные по величине противоположно направленные силы, не действующие вдоль одной прямой, называются парой сил.

Расстояние между прямыми, вдоль которых действуют силы, называется плечом пары.

**Момент импульса материальной точки и механической системы.**

Момент импульса относится к одному из трех аддитивных интегралов движения.

Для отдельной внятой частицы моментом импульса относительно точки  $O$  называется псевдовектор  $\vec{M} = [\vec{r}, \vec{p}] = [\vec{r}, m\vec{v}]$ .

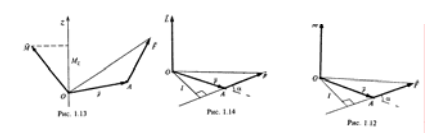
Моментом импульса системы относительно точки  $O$  называется векторная сумма моментов импульсов частиц, входящих в систему.

Проекция вектора момента импульса на некоторую ось  $z$  называется моментом импульса частицы относительно этой оси.

$$L = [\vec{r}\vec{p}] = [\vec{r}m\vec{v}]$$

● **Момент импульса материальной точки  $A$  относительно неподвижной точки  $O$**  - физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-вектора  $\vec{r}$ , проведенного из точки  $O$  в точку  $A$ , на вектор импульса  $\vec{p}$  (рис. 1.14).

$[\vec{p} = m\vec{v}]$  - импульс материальной точки (рис. 1.13);  $\vec{L}$  - псевдовектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от  $\vec{r}$  к  $\vec{p}$ .



2) Первое экспериментальное определение скоростей молекул было осуществлено Штерном в 1920 году. Прибор, использованный для этой цели, состоял из двух коаксиальных цилиндров. По оси прибора была натянута платиновая нить. При нагревании нити электрическим током с ее поверхности испарялись атомы серебра. Скорости испарившихся атомов соответствовали температуре нити. Покинув нить, атомы серебра двигались по радиальным направлениям. Внутренний цилиндр имел узкую продольную щель, через которую проходил наружу узкий пучок атомов (молекулярный пучок). Весь прибор был эвакуирован, чтобы атомы серебра не отклонялись за счет соударения с молекулами воздуха. Достигнув поверхности внешнего цилиндра, атомы серебра оседали на ней, образуя слой в виде узкой вертикальной полоски. Если привести прибор во вращение, след, оставляемый молекулярным пучком, сместится по поверхности внешнего цилиндра на некоторую величину. Исследуя профиль следа, можно было составить представление о распределении атомов серебра по скоростям. Результаты опыта Штерна подтвердили правильность оценки средней скорости атомов, которая вытекает из распределения Максвелла. О характере самого распределения этот опыт мог дать лишь весьма приближенные сведения. Более точно закон распределения был проверен в опыте Ламмерта (1929г).

**Билет №21**

1) Числом степеней свободы механической системы называется количество независимых величин, с помощью которых может быть задано положение системы. Каждая молекула, сколько бы степеней свободы она не имела, всегда имеет три поступательные степени. Поскольку ни одна из них не имеет преимуществ перед остальными, на каждую из них должна приходиться в среднем одинаковая энергия, равная одной трети значения поступательной энергии, т.е.  $1/2kT$ . Закон равнораспределения (классическая статистическая физика): на каждую степень свободы молекулы в среднем приходится одинаковая кинетическая энергия, равная  $1/2kT$ . Поступательное и вращательное движения молекулы связаны с наличием только кинетической энергии, в то время как колебательное движение связано с наличием и кинетической, и потенциальной энергии, причем для гармонического осциллятора среднее значение кин. и пот. энергии оказывается одинаковым. Таким образом, средняя энергия молекулы должна равняться  $\langle \epsilon \rangle = i/2kT$ , где  $i = N_{\text{пост}} + N_{\text{вращ}} + 2N_{\text{колеб}}$  - сумма числа поступательных, вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы молекулы.

Молекулы идеального газа не взаимодействуют между собой, поэтому внутреннюю энергию одного моля идеального газа можно найти, умножив число Авогадро на среднюю энергию одной молекулы:  $U_m = N_A \langle \epsilon \rangle = i/2 N_A kT = i/2 RT$ .

2) Силой является мера взаимодействия тел друг с другом. Силы делятся на консервативные и диссипативные, а также внутренние и внешние.

Консервативной является сила, работа которой зависит только от начального и конечного положения тела в пространстве, но не зависит от пути, по которому движется тело.

Если частица в каждой точке пространства подвержена воздействию других тел, то эта частица находится в поле сил. Поле сил, в котором действующие силы проходят через один неподвижный центр, называется центральным полем. Поле называется однородным, если во всех точках поля силы одинаковы по величине и направлению.

Поле, изменяющееся со временем, называется нестационарным (стационарное - наоборот). В современной физике различают 4 типа взаимодействия:

- 1) гравитационное
- 2) электромагнитное
- 3) сильное или ядерное
- 4) слабое (ответственное за многие процессы распада элементарных частиц).

Гравитационные и электромагнитные силы - фундаментальные.

Если после прекращения воздействия тело принимает первоначальные размеры, то деформация называется упругой.

Величина, равная отношению силы к величине поверхности, на которую действует сила, называется напряжением.

Если сила направлена по нормали к поверхности, то напряжение называется нормальным.

Если сила направлена по касательной к поверхности, то напряжение называется тангенциальным.

При деформации сдвига любая прямая, перпендикулярная к слоям, повернется на некоторый угол  $\phi$ .

В качестве характеристики деформации сдвига берется величина  $\gamma = \tan \phi$  называемая относительным сдвигом.

Относительный сдвиг пропорционален тангенциальному напряжению  $\gamma = (1/G)\tau$ .

Коэффициент  $G$  зависит только от свойств материала и называется модулем сдвига.

Трение, возникающее при относительном перемещении двух соприкасающихся тел, называется внешним.

Трение между частями одного и того же тела называется внутренним.

Трение между твердым телом и жидкой или газообразной средой, а также между слоями такой среды называется вязким.

Сухое трение разделяется на скольжение и качение. Сила трения, возникающая при попытке вызвать скольжение, называется силой трения покоя.

Силой нормального давления называется сила, направленная по нормали к поверхности соприкосновения тел.

В системе отсчета, связанной с землей, на всякое тело массой  $m$  действует сила называемая силой тяжести.

Сила, с которой тело действует на опору или подвес, называется весом тела.

**Билет №23**

1) Консервативные силы.

Консервативной является сила, работа которой зависит только от начального и конечного положения тела в пространстве, но не зависит от пути, по которому движется тело.

Работа таких сил на замкнутом пути равна 0.

Силы, действующие на частицу в центральном поле и в стационарном однородном, консервативны.

Поле консервативных сил является частным случаем потенциального силового поля.

Поле называется потенциальным, если его можно описать с помощью ф-ции  $\Pi(x, y, z, t)$ , градиент которой определяет силу в каждой точке поля.

Функция  $\Pi$  называется потенциалом.

Когда потенциал не зависит явно от времени, то потенциальное поле оказывается стационарным.

● Работа консервативных сил при элементарном (бесконечно малом) изменении конфигурации системы равна приращению потенциальной энергии, взятому со знаком минус, так как работа совершается за счет убыли потенциальной энергии

$$dA = -dE_p, \quad \vec{F} d\vec{r} = -dE_p, \quad E_p = -\int \vec{F} d\vec{r} + C$$

● В случае консервативных сил

$$F_x = -\frac{\partial E_p}{\partial x}, \quad F_y = -\frac{\partial E_p}{\partial y}, \quad F_z = -\frac{\partial E_p}{\partial z}, \quad \vec{F} = -\text{grad} E_p$$

или в векторном виде

$$[\text{grad} E_p = \frac{\partial E_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_p}{\partial z} \vec{k} - \text{градиент скаляра } E_p (\vec{i}, \vec{j}, \vec{k} - \text{единичные векторы координатных осей}).]$$

2) Молекулы газа, находясь в тепловом движении, непрерывно сталкиваются друг с другом. Под столкновением молекул подразумевают процесс взаимодействия между молекулами, в результате которого молекулы изменяют направление своего движения. Минимальное расстояние, на которое сближаются при столкновении центры двух молекул, называется эффективным диаметром молекулы. Величина  $\sigma = \pi d^2$  называется эффективным сечением молекулы. Эффективный диаметр молекулы зависит от их энергии, а следовательно, и от температуры. С повышением температуры эффективный диаметр уменьшается.

За секунду молекула проходит в среднем путь, равный средней скорости  $\langle v \rangle$ . Если за секунду она претерпевает в среднем  $n$  столкновений, то средняя длина свободного пробега будет равна  $\lambda = \langle v \rangle / n$ . Предположим, что все молекулы, кроме данной, застыли неподвижно на своих местах. Ударившись об одну из неподвижных молекул, выделенная нами молекула будет лететь прямолинейно до тех пор, пока не столкнется с какой-либо другой неподвижной молекулой. Это соударение произойдет в том случае, если центр неподвижной молекулы окажется от прямой, вдоль которой летит молекула, на расстоянии, меньшем эффективного диаметра молекулы  $d$ . Таким образом молекула будет соударяться с теми молекулами, которые попадут в цилиндр радиуса  $d$ . За секунду молекула проходит путь, равный  $\langle v \rangle$ . Умножив объем цилиндра  $\pi d^2 \langle v \rangle$  на число молекул в единице объема, получим среднее число столкновений за секунду движущейся молекулы с неподвижными:  $\nu = \pi d^2 \langle v \rangle n$ . В действительности, все молекулы движутся, поэтому число соударений определяется средней скоростью движения молекул по отношению друг к другу, а не средней скоростью  $\langle v \rangle$  молекул относительно стенок сосуда. Относительная скорость двух произвольно взятых молекул равна  $v_{\text{отн}} = v_2 - v_1$ . Возведя в квадрат и перейдя к средним значениям, получим:  $\langle v_{\text{отн}}^2 \rangle = \langle v_2^2 \rangle + \langle v_1^2 \rangle - 2 \langle v_1 v_2 \rangle$ . События, заключающиеся в том, что первая молекула имеет скорость  $v_1$ , а вторая -  $v_2$ , являются статистически независимыми, поэтому  $\langle v_1 v_2 \rangle = \langle v_1 \rangle \langle v_2 \rangle$ . Для газа, находящегося в равновесии, каждый из множителей равен нулю. Поэтому:  $\langle v_{\text{отн}}^2 \rangle = 2 \langle v^2 \rangle$  (среднее значение квадрата скорости всех молекул одинаково и равно  $\langle v^2 \rangle$ ). Полученный результат означает, что  $v_{\text{отн. ср. кв.}} = \sqrt{2} v_{\text{ср. кв.}}$ . Средние квадратичные скорости пропорциональны средним арифметическим. Поэтому:  $\langle v_{\text{отн}} \rangle = \sqrt{2} \langle v \rangle$ . Получаем для среднего числа столкновений за секунду выражение  $\nu = \sqrt{2} \pi d^2 \langle v \rangle n$ . Для средней длины пробега получаем, соответственно, формулу  $\lambda = 1 / (\sqrt{2} \pi d^2 n)$ . Заменив  $\pi d^2$  через  $\sigma$ , получим  $\lambda = 1 / (\sqrt{2} \sigma n)$ . При постоянной температуре  $n$  пропорционально  $p$ . Следовательно, средняя длина свободного пробега обратно пропорциональна давлению. При повышении температуры длина свободного пробега увеличивается, так как уменьшается эффективный диаметр молекул.

**Билет №2**

1) Закон сохранения механической энергии.

Полная механическая энергия системы независимо действующих частиц, на которые действуют только консервативные силы, остается постоянной.

Полная механическая энергия системы тел, на которые действуют лишь консервативные, силы остается постоянной.

$$E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} = \text{const}$$

Полная энергия замкнутой системы тел, между которыми действуют только консервативные силы, остается постоянной.

2) Принцип Ле-Шателье-Брауна.

Внешнее воздействие, выводящее систему из термодинамического равновесия, вызывает в ней процессы, стремящиеся ослабить результаты этого воздействия.

– Увеличение давления смещает равновесие в сторону реакции, ведущей к уменьшению объема.

– Повышение температуры смещает равновесие в сторону эндотермической реакции.

– Увеличение концентрации исходных веществ и удаление продуктов из сферы реакции смещают равновесие в сторону прямой реакции.

– Катализаторы не влияют на положение равновесия.

Эффект Джоуля-Томсона.

(Дроссель-эффект) заключается в изменении температуры газа при его адиабатическом (без теплообмена с окружающей средой) дросселировании, т.е. протекании через пористую перегородку, диафрагму или вентиль. Эффект называется положительным, если температура газа при адиабатическом дросселировании понижается, и отрицательным, если она повышается. Для каждого реального газа существует точка инверсии - значение температуры при которой измеряется знак эффекта. Для воздуха и многих других газов точка инверсии лежит выше комнатной температуры и они охлаждаются в процессе Джоуля-Томсона. Дросселирование – один из основных процессов, применяемых в технике снижения газов и получения сверхнизких температур.

Способ определения термодинамических величин газов, например, энтропии, путем термостатирования исходного газа, дросселирования его с последующим измерением тепла, подведенного Джо к газу, отличающийся тем, что с целью определения термодинамических величин газов с отрицательным эффектом Джоуля-Томсона, газ после дросселирования охлаждают до первоначальной температуры, затем нагревают до температуры после дросселя с измерением подведенного к нему тепла и по известным соотношениям определяют искомые величины.

2) Диффузия в газах.

Явлением диффузии называется процесс установления внутри фаз равновесного распределения концентраций. Результатом диффузии при постоянной температуре является выравнивание химических потенциалов. В однофазной системе при постоянной температуре и при отсутствии внешних сил диффузия выравнивает концентрацию компонента фазы во всей системе. Если на систему действуют внешние силы или поддерживается градиент температуры, то в результате диффузии устанавливаются градиенты концентраций отдельных компонентов.

В простейшем случае самодиффузии происходит выравнивание концентрации химически однородного вещества при  $T = \text{const}$  и отсутствии внешних сил, осуществляемое наложением на тепловое движение атомов или молекул их упорядоченного движения. В случае броуновского движения диффундируют крупные частицы, взвешенные в газе или жидкости.

● Закон диффузии Фика

$J_m$  – плотность потока массы;  $D$  – диффузия ( $J_m = -D \frac{dp}{dx}$ );  $\frac{dp}{dx}$  – градиент плотности, равный скорости изменения плотности на единицу длины  $x$  в направлении нормали к этой площадке. Знак минус показывает, что перенос массы происходит в направлении убывания плотности).

● Диффузия (коэффициент диффузии).

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

**Билет №12**

1) Гармонические колебания.

В зависимости от характера воздействия на колеблющуюся систему различают свободные, вынужденные, автоколебания и параметрические колебания.

● Гармонические колебания – колебания, при которых колеблющаяся величина изменяется со временем по закону синуса или косинуса.

● Уравнение гармонических колебаний

$$s = A \cos(\omega_0 t + \varphi) \text{ или } s = A \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

величины  $s$   
[ $A$  – амплитуда колебаний (максимальное значение колеблющейся величины),  $\omega_0$  – круговая (циклическая) частота,  $\varphi$  – начальная фаза колебаний в момент времени  $t = 0$ ,  $(\omega_0 t + \varphi)$  – фаза колебаний в момент времени  $t$ ].

● Дифференциальное уравнение гармонических колебаний.

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + \omega_0^2 s = 0$$

● Период гармонического колебания – промежуток времени  $T$ , в течение которого фаза колебания получает приращение  $2\pi$ , т.е.  $\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi$  (рис. 4.1).

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0}$$

● Частота колебаний – число полных колебаний, совершаемых в единицу времени.

$$\nu = \frac{1}{T}$$

● Единица частоты – герц (Гц).

Герц – частота периодического процесса, при которой за 1 с совершается один цикл процесса.

$$1 \text{ Гц} = 1 \text{ с}^{-1}$$

● Период колебания – наименьший промежуток времени, по истечении которого система, совершающая колебания, снова возвращается в то же состояние, в котором она находилась в начальный произвольно выбранный момент (рис. 4.2).

● Метод вращающегося вектора амплитуды, или метод векторных диаграмм: гармоническое колебание представляется проекцией на некоторую произвольно выбранную ось вектора амплитуды  $A$ , отложенного из произвольной точки оси под углом  $\varphi$ , равным начальной фазе, и вращающегося с угловой скоростью  $\omega_0$  вокруг этой точки.

● Представление колеблющейся величины комплексным числом.

$$s = A \exp[i(\omega_0 t + \varphi)]$$

● Амплитуда результирующего колебания, получаемого при сложении двух гармонических колебаний одинакового направления и одинаковой частоты (рис. 4.6)

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

[ $A_1$  и  $A_2$  – амплитуды складываемых колебаний;  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – их начальные фазы].

$$A = A_1 + A_2$$

Если  $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2\pi m$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), то амплитуда результирующего колебания  $A$  равна сумме амплитуд складываемых колебаний.

$$A = |A_1 - A_2|$$

Если  $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m + 1)\pi$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), то амплитуда результирующего колебания равна разности амплитуд складываемых колебаний.

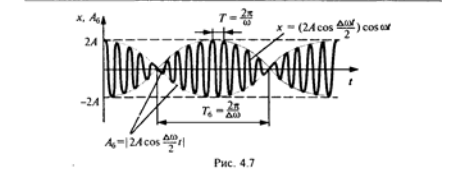
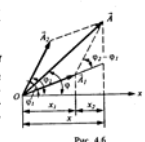
● Начальная фаза результирующего колебания (рис. 4.7).

$$\varphi_0 = \frac{A_1 \sin \varphi_1 - A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}$$

● Амплитуда биений. Частота изменения  $A_0$  в два раза больше частоты изменения косинуса (так как берется по модулю), т.е. частота биений равна разности частот складываемых колебаний:  $\omega_0 = \Delta \omega$ .

$$A_0 = |2A \cos \frac{\Delta \omega}{2} t|$$

График зависимости  $x = (2A \cos \frac{\Delta \omega}{2} t) \cos \omega t$  показан на рис. 4.7, где сплошные жирные линии дают график результирующего колебания, а отгибающиеся их – график медленно меняющейся по уравнению амплитуды.



2) Эквивалентность теплоты и работы. Внутренняя энергия.

● Внутренняя энергия  $U$  – энергия хаотического (тепловое) движения микрочастиц системы (молекул, атомов, электронов, ядер и т. д.) и энергия взаимодействия этих частиц.

Внутренняя энергия – однозначная функция термодинамического состояния системы, т.е. в каждом состоянии система обладает вполне определенной внутренней энергией (она не зависит от того, как система пришла в данное состояние).

● Первое начало термодинамики:

$$Q = \Delta U + A$$

теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил.

Если система периодически возвращается в первоначальное состояние, то изменение ее внутренней энергии  $\Delta U = 0$ . Тогда, согласно первому началу термодинамики,  $A = Q$ .

● Первое начало термодинамики для малого изменения системы

$$dQ = dU + dA$$

или  $[dU$  – бесконечно малое изменение внутренней энергии,  $dA$  – элементарная работа,  $dQ$  – бесконечно малое количество теплоты;  $dU$  – полный дифференциал, а  $dA$  и  $dQ$  таковыми не являются].

**Билет №17**

1) Сложение взаимно перпендикулярных гармонических колебаний равных и кратных частот.

Пусть  $x = a \cos \omega t$ ,  $y = b \cos(\omega t + \alpha)$ , где  $\alpha$  - разность фаз обоих колебаний.

В итоге получается уравнение эллипса:  $x^2/a^2 + y^2/b^2 - 2(xy)/(ab) \cos \alpha = \sin^2 \alpha$ .

1) При  $\alpha = 0$ :  $y = bx/a$  - прямая. Результирующее движение - гармоническое колебание вдоль прямой с частотой  $\omega$  и амплитудой  $A = \sqrt{a^2 + b^2}$ .

2)  $\alpha = \pm \pi$ : уравнение  $(x/a + y/b)^2 = 0 \Rightarrow y = -(b/a)x$  - прямая.

3)  $\alpha = \pm \pi/2$ :  $x^2/a^2 + y^2/b^2 = 1$ .

Если частоты взаимно перпендикулярных колебаний не одинаковы, то траектория результирующего движения - сложная кривая, называемая фигурой Лиссажу.

2) Первое начало термодинамики. Теплоёмкость газов.

● **Первое начало термодинамики:**  $Q = \Delta U + A$   
теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил.

Если система периодически возвращается в первоначальное состояние, то изменение ее внутренней энергии  $\Delta U = 0$ . Тогда, согласно первому началу термодинамики,  $A = Q$ .

● **Первое начало термодинамики для**  $dQ = dU + dA$   
малого изменения системы или  $\delta Q = dU + \delta A$   
[ $dU$  - бесконечно малое изменение внутренней энергии,  $\delta A$  - элементарная работа,  $\delta Q$  - бесконечно малое количество теплоты;  $dU$  - полный дифференциал, а  $\delta A$  и  $\delta Q$  таковыми не являются].

● **Теплоемкость** - физическая величина, численно равная отношению количества теплоты  $\Delta Q$ , сообщаемого телу, к изменению температуры тела в термодинамическом процессе.  
 $c = \frac{\Delta Q}{\Delta T}$   
 $c = \frac{dQ}{dT}$

● **Удельная теплоемкость вещества** - величина, определяемая количеством теплоты, необходимым для нагревания 1 кг вещества на 1 К.  
 $c = \frac{Q}{m \Delta T}$   
 $c = \frac{\delta Q}{m dT}$

● **Единица удельной теплоемкости** - джоуль на килограмм-кельвин [Дж/(кг · К)].

● **Молярная теплоемкость** - величина, определяемая количеством теплоты, необходимым для нагревания 1 моль вещества на 1 К [v = m/M - количество вещества].  
 $c = \frac{Q}{m \Delta T}$   
 $C_m = \frac{\delta Q}{v dT}$

● **Единица молярной теплоемкости** - джоуль на моль-кельвин [Дж/(моль · К)].

● **Формула, связывающая удельную теплоемкость с молярной**  $C_m = cM$   
[M - молярная масса вещества].

● **Молярная теплоемкость газа при постоянном объеме.**  $C_v = \frac{i}{2} R$

● **Молярная теплоемкость при постоянном давлении.**  $C_p = \frac{i+2}{2} R$

● **Уравнение Майера** показывает, что  $C_p$  всегда больше  $C_v$  на величину молярной газовой постоянной. Это объясняется тем, что при нагревании газа при постоянном давлении требуется еще дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа, так как постоянно давления обеспечивается увеличением объема газа.  
 $C_p = C_v + R$

**Билет №30**

1) Потенциальные энергии тяготения и упругих деформаций.

1) Тяготение:  $\Pi(h) = -\gamma m_1 m_2 / r$   
2) Деформация:  $\Pi(x) = kx^2/2$ .

**Связь между потенциальной энергией и силой.**  
● **Работа консервативных сил** при элементарном (бесконечно малом) изменении конфигурации системы равна приращению потенциальной энергии, взятому со знаком минус, так как работа совершается за счет убыли потенциальной энергии  
 $dA = -dE_p$   
 $\vec{F} d\vec{r} = -dE_p$   
 $E_p = -\int \vec{F} d\vec{r} + C$

[C - постоянная интегрирования].  
● **В случае консервативных сил**  
 $F_x = -\frac{\partial E_p}{\partial x}, F_y = -\frac{\partial E_p}{\partial y}$   
 $F_z = -\frac{\partial E_p}{\partial z}$   
 $\vec{F} = -\text{grad} E_p$

или в векторном виде  
 $[\text{grad} E_p = \frac{\partial E_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_p}{\partial z} \vec{k}$  - **градиент скаляра**  $E_p$  ( $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  - единичные векторы координатных осей)].

$F_z dx = -d\Pi$ .

Компонента силы по оси z равна частной производной потенциальной энергии по переменной z, взятой с обратным знаком.

2) **Цикл Карно.**  
  
 $1 \rightarrow 2: T_1, A' = nRT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} > 0$   
 $2 \rightarrow 3: T_2, V_2^{-\gamma} = T_2 V_3^{-\gamma}$   
 $3 \rightarrow 4: A'' = nRT_2 \ln \frac{V_3}{V_4} < 0$   
 $4 \rightarrow 1: T_1, V_4^{-\gamma} = T_1 V_1^{-\gamma}$   
 $A'' = C_v(T_1 - T_2)$

$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$   
 $\eta = \frac{nR \ln \frac{V_2}{V_1} T_1 + (nR \ln \frac{V_3}{V_4}) T_2}{T_1 nR \ln \frac{V_2}{V_1}}$

● **Тепловой двигатель** - периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет полученной извне теплоты. Принцип действия теплового двигателя приведен на рис. 2.17.

От термостата с более высокой температурой  $T_1$ , называемого **нагревателем**, за цикл отнимается количество теплоты  $Q_1$ , а термостату с более низкой температурой  $T_2$ , называемому **холодильником**, за цикл передается количество теплоты  $Q_2$ , при этом совершается работа  $A = Q_1 - Q_2$ .

Чтобы термический коэффициент полезного действия теплового двигателя был  $\eta = 1$ , должно быть выполнено условие  $Q_2 = 0$ , т. е. тепловой двигатель должен иметь один источник теплоты, а это невозможно. Так, французский физик и инже-

нер Н. Л. С. Карно показал, что для работы теплового двигателя необходимо не менее двух источников теплоты с различными температурами, иначе это противоречило бы второму началу термодинамики.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

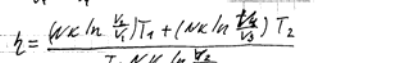


Рис. 2.17 Рис. 2.18

нер Н. Л. С. Карно показал, что для работы теплового двигателя необходимо не менее двух источников теплоты с различными температурами, иначе это противоречило бы второму началу термодинамики.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

**Билет № 24**

1) Свободные незатухающие колебания.

Свободными или собственными колебаниями называются колебания, которые происходят в системе, предоставленной самой себе после того, как она была выведена из положения равновесия.

Примером может служить математический маятник. Уравнение, описывающее перемещения при колебаниях:  $x'' + \omega_0^2 x = 0$  или  $m x'' = -kx$

$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$   
**Энергия и импульс гармонического осциллятора.**

Осциллятор называется гармоническим, если его потенциальная энергия пропорциональна квадрату отклонения от положения равновесия, что имеет место при малых колебаниях.

● **Кинетическая энергия** материальной точки, совершающей гармонические колебания.  
 $E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{mA^2 \omega_0^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi)}{2} = \frac{mA^2 \omega_0^2}{4} [1 - \cos 2(\omega_0 t + \varphi)]$

● **Потенциальная энергия** материальной точки, совершающей гармонические колебания под действием упругой силы F.  
 $E_p = -\int F dx = \frac{m\omega_0^2 x^2}{2} = \frac{m\omega_0^2 A^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi)}{4} = \frac{m\omega_0^2 A^2}{4} [1 + \cos 2(\omega_0 t + \varphi)]$

На рис. 4.4 представлены графики зависимости  $E_k$  и  $E_p$  от времени.

● **Полная энергия** материальной точки, совершающей гармонические колебания.  
 $E = E_k + E_p = \frac{m\omega_0^2 A^2}{2}$

**Фазовая траектория.**  
{ $x = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$   
{ $v = -v_{\max} \sin(\omega_0 t + \varphi)$   
{ $(x/A)^2 = - (v/v_{\max})^2 + 1$

2) Работа идеального газа в изопроцессах

● **Работа, совершаемая газом при изменении его объема.**  $dA = p dV$

● **Полная работа при изменении объема газа**  $A = \int_{V_1}^{V_2} p dV$   
[ $V_1$  и  $V_2$  - соответственно начальный и конечный объемы газа].

Произведенную при том или ином процессе работу можно изобразить графически с помощью кривой в координатах  $p, V$ . Например, изменение давления газа при его расширении показано на рис. 2.12. При увеличении объема на  $dV$  совершаемая газом работа равна  $p dV$ , т.е. определяется площадью полоски с основанием  $dV$ . Поэтому полная работа, совершаемая газом при расширении от объема  $V_1$  до объема  $V_2$ , определяется площадью, ограниченной осью абсцисс, кривой  $p = f(V)$  и прямыми  $V_1$  и  $V_2$ .

● **Работа газа при изобарном процессе**  $A = p(V_2 - V_1)$   
графически определяется площадью прямоугольника (рис. 2.13).

● **Работа газа при изотермическом процессе**  $A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$   
или  $A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2}$

● **Работа газа при адиабатном процессе**  $A = \frac{m}{M} C_v (T_1 - T_2)$   
[ $T_1, T_2$  и  $V_1, V_2$  - соответственно начальные и конечные температура и объем газа].  
 $A = \frac{RT_1}{\gamma - 1} M \left[ 1 - \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma - 1} \right]$

**Билет №14**

1) Свободные затухающие колебания.

Затухающие колебания описываются уравнением:  $x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = 0$ .  
 $2\beta = r/m$ ,  $\omega_0^2 = k/m$ , где  $r$  - коэффициент сопротивления,  $k$  - коэффициент квазиупругой силы.  
 $\omega_0^2$  - собственная частота системы.  
 $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ ,  $x = a_0 e^{\beta t} \cos(\omega t + \alpha)$ , период затухающих колебаний:  $T = 2\pi / (\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2})$ .

Скорость затухания колебаний определяется величиной  $\beta$ , которую называют коэффициентом затухания.

**Декремент и логарифмический декремент затухания.**

Декрементом затухания называется отношение значений амплитуд, соответствующим моментам времени, отличающимся на период:  $a(t)/(a(t+T)) = e^{-\beta T}$ .

Логарифмический декремент затухания:  $\lambda = \beta T$ .

**Добротность колебательной системы.**

Для характеристики колебательной системы употребляется величина  $Q = \pi/\lambda$ , называемая добротностью системы.

С ростом коэффициента затухания период увеличивается.

2) Политропический процесс, политропный процесс, изменение состояния физической системы, при котором сохраняется постоянной её теплоёмкость (С). Кривая на термодинамических диаграммах, изображающая П. п., называется политропой. Простейшим примером обратимого П. п. может служить П. п. с идеальным газом, определяемый уравнением  $pV^n = \text{const}$ , где  $p$  - давление,  $V$  - объем газа,

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

показатель политропы ( $C_p$  и  $C_v$  - теплоёмкости газа соответственно при постоянном давлении и объёме).

Используя уравнение состояния идеального газа, уравнение политропы можно записать в ином виде:  $pT^{\frac{n}{1-n}} = \text{const}$  или

$$VT^{\frac{1}{n-1}} = \text{const} \quad (\text{здесь } T - \text{ абсолютная температура}).$$

уравнение П. п. идеального газа включает, как частные случаи, уравнения: адиабаты ( $C = 0$ ,  $n = C_p/C_v$ , это отношение теплоёмкостей обозначают  $\gamma$ ), изобары ( $C = C_p$ ,  $n = 0$ ), изохоры ( $C = C_v$ ,  $n = \infty$ ) и изотермы ( $C = \infty$ ,  $n = 1$ ). Работа А идеального газа в П. п. против внешнего давления

определяется по формуле  $A = \frac{1}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2)$ , где

индексами 1 и 2 обозначены начальное и конечное состояния газа. Понятием П. п. широко пользуются в технической термодинамике при исследовании рабочих циклов тепловых двигателей.

**Билет №11**

1) Упругие волны в стержнях. Волновое уравнение.

● **Упругие (или механические) волны** - механические возмущения, распространяющиеся в упругой среде. В продольных волнах частицы среды колеблются в направлении распространения волны, в поперечных - в перпендикулярном направлении распространения волны. Пролонные волны могут распространяться в средах, в которых возникают упругие силы при деформации сжатия и растяжения, т. е. твердых, жидких и газообразных тел. Поперечные волны могут распространяться в среде, в которой возникают упругие силы при деформации сдвига, т. е. только в твердых телах.

● Упругая волна называется **гармонической**, если соответствующие ей колебания частиц среды являются гармоническими. На рис. 4.18 дана гармоническая поперечная волна, распространяющаяся со скоростью  $v$  вдоль оси  $x$ , т. е. зависимость между смещением  $\xi$  частиц среды, участвующих в волновом процессе, и расстоянием  $x$  от этих частиц (например, частицы В) до источника колебаний О для какого-то фиксированного момента времени  $t$ . Если график волны определяет зависимость смещения *всех частиц среды от расстояния* до источника колебаний *в данный момент времени*, то график колебаний - зависимость смещения *данной частицы от времени*.

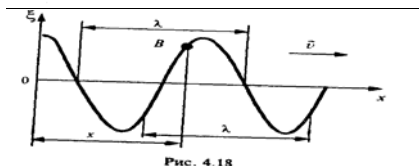


Рис. 4.18

● **Волновое уравнение** - дифференциальное уравнение в частных производных, описывающее распространение волн в однородной изотропной среде

$$\Delta \xi = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

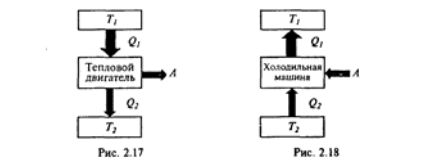
● **Волновое уравнение для плоской волны**, распространяющейся вдоль оси  $x$ .

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

2) Цикл Карно. Коэффициент полезного действия идеальной тепловой машины.

● **Тепловой двигатель** - периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет полученной извне теплоты. Принцип действия теплового двигателя приведен на рис. 2.17. От термостата с более высокой температурой  $T_1$ , называемого **нагревателем**, за цикл отнимается количество теплоты  $Q_1$ , а термостату с более низкой температурой  $T_2$ , называемому **холодильником**, за цикл передается количество теплоты  $Q_2$ , при этом совершается работа  $A = Q_1 - Q_2$ .

Чтобы термический коэффициент полезного действия теплового двигателя был  $\eta = 1$ , должно быть выполнено условие  $Q_2 = 0$ , т. е. тепловой двигатель должен иметь один источник теплоты, а это невозможно. Так, французский физик и инже-



нер Н. Л. С. Карно показал, что для работы теплового двигателя необходимо не менее двух источников теплоты с различными температурами, иначе это противоречило бы второму началу термодинамики.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

**Билет №16**

1) Плоская гармоническая волна. Длина волны. фазовая скорость, волновой вектор. Сферическая волна.

● Упругая волна называется **гармонической**, если соответствующие ей колебания частиц среды являются гармоническими. На рис. 4.18 дана гармоническая поперечная волна, распространяющаяся со скоростью  $v$  вдоль оси  $x$ , т. е. зависимость между смещением  $\xi$  частиц среды, участвующих в волновом процессе, и расстоянием  $x$  от этих частиц (например, частицы В) до источника колебаний О для какого-то фиксированного момента времени  $t$ . Если график волны определяет зависимость смещения *всех частиц среды от расстояния* до источника колебаний *в данный момент времени*, то график колебаний - зависимость смещения *данной частицы от времени*.

● **Длина волны** - расстояние между ближайшими частицами, колеблющимися в одинаковой фазе (рис. 4.18).

● Формулы, связывающие длину волны  $\lambda$ , период  $T$  колебаний и частоту  $\nu$   
 $v = \lambda \nu$   
 $v$  - скорость распространения колебаний в среде.

● **Волновая поверхность** - геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе. Волновые поверхности могут быть любой формы, а в простейшем случае это совокупность плоскостей, параллельных друг другу, или совокупность концентрических сфер. Соответственно волна называется **плоской** или **сферической**.

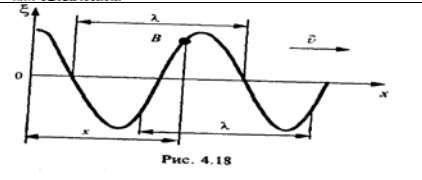


Рис. 4.18

2) Приведенное количество теплоты. Неравенство Клаузиуса.

● **Приведенное количество теплоты** - физическая величина, равная отношению количества теплоты  $Q$ , полученного телом в изотермическом процессе, к температуре  $T$  теплоотдающего тела. Приведенное количество теплоты, сообщаемое телу на бесконечно малом участке процесса, равно  $\delta Q/T$ .

● **Приведенное количество теплоты**, сообщаемое телу в любом обратимом круговом процессе, равно нулю.

Подынтегральное выражение  $\delta Q/T$  - полный дифференциал некоторой функции, которая определяется только состоянием системы и не зависит от пути, каким система пришла в это состояние.

**Энтродия** - функция состояния, полным дифференциалом которой является  $\delta Q/T$ .

● **Неравенство Клаузиуса:** энтропия замкнутой системы может либо возрастать (в случае необратимых процессов), либо оставаться постоянной (в случае обратимых процессов).

● Изменение энтропии при равновесном переходе из состояния 1 в состояние 2 не зависит от вида процесса перехода 1 -> 2.

$$\Delta S_{1-2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{dU + p dA}{T} = \frac{1}{M} (C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1})$$

**Билет №13**

1) Вынужденные колебания.

● **Вынужденные механические и вынужденные электромагнитные колебания** — колебания, возникающие под действием внешней периодически изменяющейся силы или внешней периодически изменяющейся э.д.с.

В случае, когда вынуждающая сила изменяется по гармоническому закону, колебания описываются дифференциальным уравнением:  $x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega t$ .  $f_0 = F_0/m$ , где  $F_0$  — амплитуда вынуждающей силы.

Общее решение этого уравнения:  $x = (F_0/m) / \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2} \cdot \cos(\omega t - \arctg(2\beta\omega / (\omega_0^2 - \omega^2))) + a_0 e^{\beta t} \cos(\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} t + \alpha)$ .

Подчеркнутое слагаемое играет заметную роль при начальной стадии колебательного процесса при установлении колебаний.

**Механический резонанс.**

● **Амплитуда вынужденных колебаний.**

$$A = \frac{x_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$$

Сдвиг фаз между колебаниями и вынуждающей силой (приложенным переменным напряжением).

$$\varphi = \arctg \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

● **Резонансная частота.**

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$$

● **Резонансная амплитуда.**

$$A_{рез} = \frac{x_0}{2\beta \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$$

2) Тепловые и холодильные машины. Теорема Карно.

● **Тепловой двигатель** — периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет полученной извне теплоты.

Принцип действия теплового двигателя приведен на рис. 2.17. От термостата с более высокой температурой  $T_1$ , называемого нагревателем, за цикл отнимается количество теплоты  $Q_1$ , а термостату с более низкой температурой  $T_2$ , называемому холодильником, за цикл передается количество теплоты  $Q_2$ , при этом совершается работа  $A = Q_1 - Q_2$ .

Чтобы термический коэффициент полезного действия теплового двигателя был  $\eta = 1$ , должно быть выполнено условие  $Q_2 = 0$ , т. е. тепловой двигатель должен иметь один источник теплоты, а это невозможно. Так, французский физик и инже-



Рис. 2.17



Рис. 2.18

нер Н. Л. С. Карно показал, что для работы теплового двигателя необходимо не менее двух источников теплоты с различными температурами, иначе это противоречило бы второму началу термодинамики.

● **Теорема Карно:** из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

● **Холодильная машина** — периодически действующая установка, в которой за счет работы внешних сил теплота переносится к телам с более высокой температурой.

Принцип действия холодильной машины представлен на рис. 2.18. Системой за цикл от термостата с более низкой температурой  $T_2$  отнимается количество теплоты  $Q_2$  и отдается термостату с более высокой температурой  $T_1$  количество теплоты  $Q_1$ . Для кругового процесса  $Q = A$ , но, по условию,  $Q = Q_2 - Q_1 < 0$ , поэтому  $A < 0$  и  $Q_2 - Q_1 = -A$ , или  $Q_1 = Q_2 + A$ , т. е. количество теплоты  $Q_1$ , отданное системой источнику теплоты при более высокой температуре  $T_1$ , больше количества теплоты  $Q_2$ , полученного от источника теплоты при более низкой температуре  $T_2$ , на величину работы, совершенной над системой. Следовательно, без совершения работы нельзя отбирать теплоту от менее нагретого тела и отдавать ее более нагретому.

**Билет №28**

1) Физический маятник.

Если колеблющееся тело нельзя представить как материальную точку, то маятник называется физическим.

Вращательный момент вычисляется:  $M = mgl \sin \varphi$ , где  $l$  — расстояние от точки подвеса до центра масс маятника.

Период физического маятника равен  $T = 2\pi \sqrt{I/mgl}$ .

Величину  $I_{пр} = I/ml$  называют приведенной длиной. Математический маятник длиной  $l_{пр}$  имеет такой же период колебаний, как физический маятник с  $l$ .

Точка на прямой, соединяющей точку подвеса с центром масс, лежащая на расстоянии приведенной длины от оси вращения, называется центром качания физического маятника.

**Период малых колебаний физического маятника.**

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I_{пр}}{g}}$$

**Пример 4. Физический маятник** — абсолютно твердое тело, совершающее колебания под действием собственного веса вокруг неподвижной горизонтальной оси  $O$ , не проходящей через его центр тяжести  $C$  (рис. 1.6.5).

$$W_K = \frac{1}{2} J \beta^2, \quad b_0 = J,$$

$$W_n = mgl(1 - \cos \alpha) = 2mgd \sin^2 \frac{\alpha}{2},$$

где  $\alpha$  — угол отклонения из положения равновесия,  $J$  — момент инерции тела относительно оси качения  $O$ .

В случае малых колебаний  $\sin \frac{\alpha}{2} \approx \frac{\alpha}{2}$ ,  $W_n \approx \frac{1}{2} mgd \alpha^2$  и  $\beta_0 = mgd$ . Период колебаний равен

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgd}}$$

Приведенной длиной  $l_{пр}$  физического маятника называется длина математического маятника, имеющего такой же период колебаний:  $l_{пр} = \frac{J}{mgd} > d$ , так как по теореме Штейнера (стр. 66)  $J = J_c + md^2 > md^2$ . Точка  $O_1$ , лежащая на линии  $OC$  на расстоянии  $OO_1 = l_{пр}$ , называется центром качания физического маятника. Точка подвеса  $O$  и центр качания  $O_1$  обладают взаимностью: при переносе точки подвеса в точку  $O_1$  точка  $O$  становится центром качания, так что период колебаний маятника не изменяется.



Рис. 1.6.6.



Рис. 1.6.5.

2) Адиабатический процесс. Работа идеального газа в адиабатическом процессе.

● **Адиабатный процесс** — процесс, при котором отсутствует теплообмен ( $\delta Q = 0$ ) между системой и окружающей средой.

● **Уравнение адиабатного процесса (уравнение Пуассона)** ( $\gamma$  — показатель адиабаты).

Диаграмма адиабатного процесса (адиабата) в координатах  $p, V$  изображается гиперболой (рис. 2.14). На рисунке видно, что адиабата ( $pV^\gamma = \text{const}$ ) более крута, чем изотерма ( $pV = \text{const}$ ). Это объясняется тем, что при адиабатном сжатии 1—3 увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объема, как при изотермическом сжатии, но и повышением температуры.

● **Показатель адиабаты.**

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{f}$$

● **Работа газа при адиабатном процессе**

$$A = \frac{m}{M} C_p (T_1 - T_2),$$

$$A = \frac{RT_1}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{p_1 V_1}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \right]$$

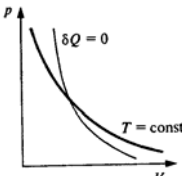


Рис. 2.14

**Билет №6**

1) Энергия упругой волны. Объемная плотность энергии волны.

Энергия упругой волны — сумма потенциальной и кинетической энергии упругой деформации.

$$r = R + \rho \Delta t = \Delta t \left\{ \begin{array}{l} R \\ \rho \end{array} \right\}$$

$$A = \frac{1}{2} F a \rho = \frac{1}{2} \cdot \frac{E}{S} S \Delta l \rho = \frac{1}{2} \rho^2 E a v$$

$$\delta = E \epsilon \quad S a \rho = \Delta v$$

$$\text{пот: } \Delta U = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2 E \Delta v$$

$$\text{кин: } \Delta T = \frac{\rho \Delta v v^2}{2} = \frac{1}{2} \rho \Delta v \left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2$$

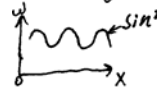
$$\left( \frac{\partial \xi}{\partial t} \right)^2 = A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx)$$



$$\Delta W = \Delta U + \Delta T = \rho A^2 \omega^2 \Delta S \sin^2(\omega t - kx)$$

$$W = \frac{\Delta W}{\Delta V} = \left[ \frac{\rho \Delta v}{\Delta t} \right] - \text{объемная плотность энергии волны}$$

$$= \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx)$$



$$\text{среднее знач. } \langle W \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T W(t) dt = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2$$

2) Энтропия как функция состояния термодинамической системы.

Макросостояние системы определяется его микросостоянием. Статистическим весом ( $\Omega$ ) или термодинамической вероятностью макросостояния называется число различных микросостояний, соответствующих данному макросостоянию. В качестве

$$a_{\mu\nu} a_{\mu\rho} = \sum a_{\mu\nu} a_{\mu\rho} = \delta_{\mu\rho} = \begin{cases} 0, & \nu \neq \rho \\ 1, & \nu = \rho \end{cases}$$

характеристики вероятности состояния можно было бы взять само

число  $\Omega$ , однако **Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов**  $p = \frac{1}{3} n m_0 \langle v_{кв}^2 \rangle$ , где  $\langle v_{кв}^2 \rangle$  — средняя квадратичная скорость молекулы;  $E$  — суммарная кинетическая энергия поступательного движения всех молекул газа;  $n$  — концентрация молекул;  $m_0$  — масса одной молекулы;  $m = N m_0$  — масса газа;  $N$  — число молекул в объеме  $V$  газа].

$$\rho V = \frac{2}{3} N \left( \frac{m_0 \langle v_{кв}^2 \rangle}{2} \right) = \frac{2}{3} E,$$

$$\text{или}$$

$$\rho V = \frac{1}{3} N m_0 \langle v_{кв}^2 \rangle = \frac{1}{3} m \langle v_{кв}^2 \rangle =$$

свойством аддитивности. Например, если разбить данную систему на две подсистемы, то вероятность будет равна  $\Omega = \Omega_1 \Omega_2$ . Взяв логарифм, получаем, что величина  $\ln \Omega = \ln \Omega_1 + \ln \Omega_2$  обладает свойством аддитивности. Иметь дело с аддитивными величинами проще и удобнее. Поэтому в качестве характеристики вероятности состояния принимается величина  $S$ , пропорциональная логарифму статистического веса. Коэффициент пропорциональности выбирают равным постоянной Больцмана  $k$ . Определенную таким образом величину  $S = k \ln \Omega$  называют энтропией системы. Свойства энтропии: 1) Энтропия изолированной системы при протекании необратимого процесса возрастает. Действительно, изолированная система переходит из менее вероятных состояний в более вероятные, что сопровождается ростом энтропии. 2) Энтропия системы, находящейся в равновесном состоянии, максимальна.

Утверждение о том, что энтропия изолированной системы может только возрастать, носит название закона возрастания энтропии или второго начала термодинамики. Иначе можно сказать, что энтропия изолированной системы не может убывать.

**Билет №29**

1) Преобразования Галилея. Инвариантность уравнений механики относительно преобразований Галилея.

$$a_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} a_{11}a_{12}a_{13}a_{14} \\ a_{21}a_{22}a_{23}a_{24} \\ a_{31}a_{32}a_{33}a_{34} \\ a_{41}a_{42}a_{43}a_{44} \end{pmatrix}$$

Преобразования Галилея  
 $V_c$  - абсолютная скорость  
 $V_c$  - переносимая скорость  
 $V'$  - относительная скорость  
 $O_c$  - лабораторная с-ма (не движется)  
 $a_a = a_c + a'$  - сложение ускорений  
 $\frac{d\vec{R}}{dt} = const$  усл. инерциальной системы  
 уравнения динамики не изменяются при переходе от одной инерциальной с-мы к другой

2) Простейшими свойствами обладает газ, взаимодействие между молекулами которого пренебрежимо мало. Такой газ называется идеальным. Всякий реальный газ при достаточном

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d\vec{R}}{dt} + \frac{d\vec{\rho}}{dt} \Rightarrow \vec{v}_a = \vec{v}_c + \vec{v}'$$

разрежении близок по своим свойствам к идеальному. Некоторые газы, такие как воздух, азот, кислород даже при обычных условиях, то есть при комнатной температуре и атмосферном давлении, мало отличаются от идеального газа. Особенно близки по своим свойствам к идеальному газу гелий и водород.

$$\begin{cases} x' = f_1(x, y, z, t) & X = X_1 \\ y' = f_2(x, y, z, t) & Y = X_2 \\ z' = f_3(x, y, z, t) & Z = X_3 \\ t' = f_4(x, y, z, t) & t = X_4 \end{cases}$$

Основное уравнение кинетической теории идеального газа

**Билет №4**

1) Из преобразований Лоренца вытекает ряд необычных с точки зрения ньютоновской механики следствий. Одновременность событий в разных системах отсчета.

Пусть в системе  $K$  в точках с координатами  $x_1$  и  $x_2$  происходит одновременно два события в момент времени  $t_1=t_2=b$ . Тогда в системе  $K'$  этим событиям будут соответствовать моменты времени  $t'_1 = \frac{b - (\beta/c)x_1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $t'_2 = \frac{b - (\beta/c)x_2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ . Из этих формул видно, что

если  $x_1$  не равно  $x_2$  (события в системе  $K$  пространственно разобщены), то  $t'_1$  не равно  $t'_2$  (в системе  $K'$  они не одновременны). Знак разности  $t'_2 - t'_1$  определяется знаком выражения  $\beta/c(x_2 - x_1)$ , следовательно, в разных системах  $K'$  (при разных  $\beta$ ) разность  $t'_2 - t'_1$  будет различна по величине и будет различаться по знаку. Это означает, что в одних системах событие 1 будет предшествовать событию 2, в других системах, наоборот. Сказанное относится лишь к событиям, между которыми отсутствует причинная связь.

**Относительность одновременности:** если события в системе  $K$  происходят в одной точке ( $x_1 = x_2$ ) и являются одновременными ( $t_1 = t_2$ ), то эти события являются одновременными ( $t'_1 = t'_2$ ) и пространственно совпадающими ( $x'_1 = x'_2$ ) для любой инерциальной системы отсчета. Если события в системе  $K$  пространственно разобщены ( $x_1 \neq x_2$ ), но одновременны ( $t_1 = t_2$ ), то в системе  $K'$  эти события, оставаясь пространственно разобщенными ( $x'_1 \neq x'_2$ ), оказываются и неодновременными ( $t'_1 \neq t'_2$ ).

2) Когерентные волны. Интерференция волн. Стоячая волна.

**Когерентные волны** — волны, разность фаз которых остается постоянной во времени. Очевидно, что когерентными могут быть лишь волны, имеющие одинаковую частоту.

**Интерференция волн** — явление наложения в пространстве двух (или нескольких) когерентных волн в разных его точках, при котором получается усиление или ослабление результирующей волны в зависимости от соотношения между фазами этих волн.

**Стоячие волны** — волны, образующиеся при наложении двух бегущих волн, распространяющихся навстречу друг другу с одинаковыми частотами и амплитудами.

Образование стоячих волн наблюдают при интерференции бегущей и отраженной волн. Например, если конец веревки закрепить неподвижно, то отраженная в месте закрепления веревки волна будет интерферировать с бегущей волной и образует стоячую волну. На границе, где происходит отражение волны, в данном случае получается узел. Будет ли на границе отражения узел или пучность, зависит от соотношения плотностей сред. Если среда, от которой происходит отражение, менее плотная, то в месте отражения получается пучность (рис. 4.19), если более плотная — узел (рис. 4.20).

Образование узла связано с тем, что волна, отражаясь от более плотной среды, меняет фазу на противоположную и у границы происходит сложение колебаний противоположных направлений, в результате чего получается узел. Если волна отражается от менее плотной среды, то изменения фазы не происходит и у границы колебания складываются с одинаковыми фазами — получается пучность.

**Уравнение стоячей волны**

$$\xi = 2A \cos kx \cos \omega t = 2A \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \cos \omega t.$$

В точках среды, где

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

амплитуда колебаний достигает максимального значения, равного  $2A$ .

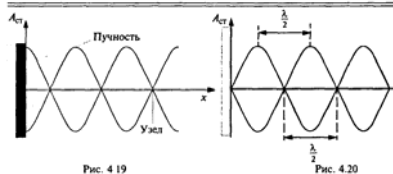
В точках среды, где

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm\left(m + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

амплитуда колебаний обращается в нуль.

**Пучности стоячей волны** — точки, в которых амплитуда колебаний максимальна ( $A_{ст} = 2A$ ).

**Узлы стоячей волны** — точки, в которых амплитуда колебаний равна нулю ( $A_{ст} = 0$ ).



**Точки среды, находящиеся в узлах, колебаний не совершают.**

**Координаты пучностей**  
 $[m = 0, 1, 2, \dots]$

$$x_m = \pm m \frac{\lambda}{2}$$

**Координаты узлов**  
 $[m = 0, 1, 2, \dots]$

$$x_m = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{2}$$

**Билет №3**

1) Из преобразований Лоренца вытекает ряд необычных с точки зрения ньютоновской механики следствий. Одновременность событий в разных системах отсчета.

Пусть в системе  $K$  в точках с координатами  $x_1$  и  $x_2$  происходит одновременно два события в момент времени  $t_1=t_2=b$ . Тогда в системе  $K'$  этим событиям будут соответствовать моменты времени  $t'_1 = \frac{b - (\beta/c)x_1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $t'_2 = \frac{b - (\beta/c)x_2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ . Из этих формул видно, что

если  $x_1$  не равно  $x_2$  (события в системе  $K$  пространственно разобщены), то  $t'_1$  не равно  $t'_2$  (в системе  $K'$  они не одновременны). Знак разности  $t'_2 - t'_1$  определяется знаком выражения  $\beta/c(x_2 - x_1)$ , следовательно, в разных системах  $K'$  (при разных  $\beta$ ) разность  $t'_2 - t'_1$  будет различна по величине и будет различаться по знаку. Это означает, что в одних системах событие 1 будет предшествовать событию 2, в других системах, наоборот. Сказанное относится лишь к событиям, между которыми отсутствует причинная связь.

**Относительность одновременности:** если события в системе  $K$  происходят в одной точке ( $x_1 = x_2$ ) и являются одновременными ( $t_1 = t_2$ ), то эти события являются одновременными ( $t'_1 = t'_2$ ) и пространственно совпадающими ( $x'_1 = x'_2$ ) для любой инерциальной системы отсчета. Если события в системе  $K$  пространственно разобщены ( $x_1 \neq x_2$ ), но одновременны ( $t_1 = t_2$ ), то в системе  $K'$  эти события, оставаясь пространственно разобщенными ( $x'_1 \neq x'_2$ ), оказываются и неодновременными ( $t'_1 \neq t'_2$ ).

Длина тел в разных системах.

Рассмотрим стержень, покоящийся в системе  $K$  и движущийся со скоростью  $v_0$  относительно системы  $K'$ . Для определения его длины нужно отметить координаты концов стержня  $x_1$  и  $x_2$  в один и тот же момент времени  $t_1=t_2=b$ . Их разность — длина стержня. Чтобы найти соотношение  $l$  и  $l_0$ , см формулы выше (заменяя  $\beta$  на  $v_0/c$ ). В итоге получим:

$$x_2 - x_1 = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - v_0^2/c^2}}$$

Воспользовавшись

обозначениями  $l$  и  $l_0$ , а также заменив относительную скорость систем отсчета  $v_0$  равной ей скоростью  $v$  стержня относительно системы  $K$ , придём к соотношению  $l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$ . Итак, у движущихся тел

размеры сокращаются тем больше, чем больше скорость их движения. Это явление называют лоренцевым (или фицджеральдовым) сокращением. Визуально это изменение не может быть обнаружено.

2) Максвелловское распределение молекул по скоростям

В состоянии термодинамического равновесия макроскопические параметры системы не меняются со временем. Однако координаты и импульсы отдельных молекул непрерывно изменяются благодаря хаотическому тепловому движению. Тем не менее полный беспорядок, которым характеризуется тепловое движение молекул, имеет свои законы: в состоянии термодинамического равновесия физическая система характеризуется определенными средними значениями различных величин и определенным законом распределения значений этих величин у отдельных молекул. В частности, существует неизменное во времени распределение молекул по скоростям и координатам. Знание этих распределений позволяет вычислять средние значения микроскопических параметров системы.

Возьмем в воображаемом пространстве скоростей прямоугольные оси, по которым будем откладывать значения  $v_x, v_y, v_z$  (компоненты скорости по осям). Вследствие равноправия всех направлений движения расположение точек относительно начала координат будет сферическим симметричным. Следовательно, плотность точек в пространстве может зависеть только от модуля скорости  $v$ . Обозначим эту плотность через  $Nf(v)$  ( $N$  — полное число молекул в данной массе газа). Тогда количество молекул, компоненты скоростей которых лежат в пределах от  $v_i$  до  $v_i + dv_i$ ,  $i=x, y, z$  можно представить в виде:  $dN_{x,y,z} = Nf(v)dv_x dv_y dv_z$ . Объем области, лежащей между сферами радиусов  $v$  и  $v + dv$ , в которую попадают молекулы с соответствующими скоростями, равен  $4\pi v^2 dv$ . Следовательно, число точек, находящихся в этой области, определяется выражением  $dN_v = Nf(v)4\pi v^2 dv$ . Это выражение дает число молекул, величина скоростей которых лежит в интервале от  $v$  до  $v + dv$ . Разделив на  $N$ , получим вероятность  $dP_v$ , того, что скорость молекулы окажется в пределах от  $v$  до  $v + dv$ :  $dP_v = f(v)4\pi v^2 dv$ . Так как  $dP_v = f(x)dx$ , делаем вывод, что  $F(v) = f(v)4\pi v^2$  играет роль функции распределения молекул газа по скоростям. Вид функции был теоретически установлен Максвеллом в 1860г. (далее там вывод страницы на три — см. шпору).

Смотри Билет №3 (тут не все)

**Билет №5**

1) Специальная теория относительности.

Постулаты Эйнштейна.

Однородность пространства – сохр. импульса.  
Однородность времени – сохр. энергии. Изотропность пространства – сохр. момента импульса.

● **Постулаты Эйнштейна**, лежащие в основе специальной теории относительности.

1. **Принцип относительности:** никакие опыты (механические, электрические, оптические), проведенные внутри данной инерциальной системы отсчета, не дают возможности обнаружить, покоится ли эта система или движется равномерно и прямолинейно; все законы природы инвариантны по отношению к переходу от одной инерциальной системы отсчета к другой.

2. **Принцип инвариантности скорости света:** скорость света в вакууме не зависит от скорости движения источника света или наблюдателя и одинакова во всех инерциальных системах отсчета.

● **Преобразования Лоренца.**

Предполагается, что система отсчета K' движется со скоростью v в положительном направлении оси x системы отсчета K, причем оси x' и x совпадают, а оси y' и y и z' и z параллельны; c – скорость распространения света в вакууме.

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

**Преобразования Лоренца.**

Две ИСО – (x', y', z', t') движется отн. первой (чертёж как в преобр. Галилея). Преобразования:

2) Момент силы.

● **Момент силы относительно неподвижной оси z** – скалярная величина M<sub>z</sub>, равная проекции на эту ось вектора M момента силы, определенного относительно произвольной точки O данной оси z (рис. 1.13).

Значение момента M<sub>z</sub> не зависит от выбора положения точки O на оси z.

Если ось z совпадает с направлением вектора M, то момент силы можно записать в виде вектора, направленного вдоль оси.

$$\vec{M}_z = [\vec{r} \vec{F}]_z$$

l = r \* sinα называется плечом силы относительно точки O.

Две равные по величине противоположно направленные силы, не действующие вдоль одной прямой, называются парой сил.

Расстояние между прямыми, вдоль которых действуют силы, называется плечом пары.

**Момент импульса материальной точки и механической системы.**

Момент импульса относится к одному из трех аддитивных интегралов движения.

Для отдельно взятой частицы моментом импульса относительно точки O называется псевдовектор M = [r, p] = [r, mv].

Моментом импульса системы относительно точки O называется векторная сумма моментов импульсов частиц, входящих в систему.

Проекция вектора момента импульса на некоторую ось z называется моментом импульса частицы относительно этой оси.

● **Момент импульса материальной точки A относительно неподвижной точки O** – физическая величина, определяемая векторным произведением радиуса-вектора r̄, проведенного из точки O в точку A, на вектор импульса p̄ (рис. 1.14).

p̄ = m v̄ – импульс материальной точки (рис. 1.13); l̄ – псевдовектор, его направление совпадает с направлением поступательного движения правого винта при его вращении от r̄ к p̄.

$$L = [\vec{r} \vec{p}] = [\vec{r} m \vec{v}]$$

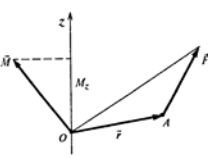


Рис. 1.13

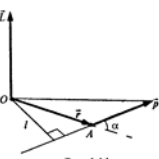


Рис. 1.14

**Основное уравнение динамики вращательного движения**

$$M = I \cdot \frac{d\omega}{dt}$$

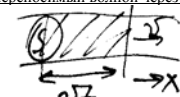
● **Уравнение (закон) динамики вращательного движения твердого тела относительно неподвижной оси:** производная момента импульса твердого тела относительно оси равна моменту сил относительно той же оси

[ε – угловое ускорение; J<sub>z</sub> – момент инерции тела относительно оси z].

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}; \quad M_z = J_z \frac{d\omega}{dt} = J_z \varepsilon$$

**Билет №15**

1) Вектор плотности потока энергии. Поток энергии, переносимый волной через поверхность.



$W = \omega \cdot v$   
Поток энергии через  $dS$   
 $\Phi_E = \frac{W}{t} = \omega \cdot dS$   
Плотность потока энергии  $\vec{j} = \frac{\Phi_E}{S} = \omega \vec{v}$ ;  $\vec{j} = \omega \vec{v}$   
среднее значение  $\langle \vec{j} \rangle = \langle \omega \rangle \vec{v} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \vec{v}$

2) Статистическое обоснование энтропии. Формула Больцмана. Теорема Нернста.

Чтобы выяснить как ведет себя энтропия неизолированной системы, необходимо установить связь между приращением энтропии dS и количеством сообщенного системе тепла d'Q. Рассмотрим находящийся в равновесии одноатомный идеальный газ, заключенный в сосуде объемом V. Внешние силовые поля считаем отсутствующими. Число молекул газа равно N, температура газа – T. Макросостояние характеризуется значениями V и T, микросостояние определяется заданием координат и скоростей всех N молекул. Распределения по координатам и по скоростям являются независимыми, поэтому статистический вес можно записать в виде произведения количества размещений молекул в пространстве Ω<sub>пр</sub> и количества различных распределений по скоростям Ω<sub>ск</sub>, то есть Ω = Ω<sub>пр</sub> Ω<sub>ск</sub>.

Выражение для энтропии в этом случае имеет вид: S = k ln Ω = k ln Ω<sub>пр</sub> + k ln Ω<sub>ск</sub>. Нахождение энтропии идеального газа сводится к нахождению чисел Ω<sub>пр</sub> и Ω<sub>ск</sub>. После всех преобразований и выкладок получаем, что S = R ln V + C<sub>1</sub> ln T + S<sub>0</sub>, где S<sub>0</sub> = R ln(ΔV ΔA) + (3/2) R α. (ΔV, ΔA – объемы ячеек при разбиении по координатам и по скоростям, α = 1 - ln(m/2πk)).

Возьмем дифференциал выражения и умножим его на T, получим: T dS = (RT/V) dV + C<sub>1</sub> dT. Слагаемое C<sub>1</sub> dT дает приращение внутренней энергии газа, а полагая процесс сообщения тепла обратимым, можно представить (RT/V) dV как p dV = d'A. Таким образом T dS = p dV + dU = d'A + dU. Согласно первому началу термодинамики правая часть этого равенства есть d'Q. Следовательно, T dS = d'Q (обратимый процесс).

Состояние, осуществляемое относительно малым числом способов, называется упорядоченным или неслучайным. Состояние, осуществляемое многими различными способами, называется беспорядочным или случайным. Таким образом, энтропия является количественной мерой степени молекулярного беспорядка в системе. Можно записать следующее неравенство: dS ≥ d'Q/T. Знак равенства здесь относится к обратимым, а неравенства – к необратимым процессам. При абсолютном нуле всякое тело, как правило, находится в основном состоянии, статистический вес которого равен единице. Энтропия в этом случае равна нулю. Отсюда вытекает, что энтропия всякого тела стремится к нулю при стремлении к нулю температуры: lim<sub>T→0</sub> S = 0. Это утверждение представляет собой содержание так называемой теоремы Нернста. Иногда это утверждение называют третьим началом термодинамики.

**Билет №8**

1) Из преобразований Лоренца вытекает ряд необычных с точки зрения ньютоновской механики следствий.

**Промежуток времени между событиями.**

Пусть в одной и той же точке системы K' происходят два события. Первое событие – координаты x1=a, время t1, второе – x2=a и t2 соответственно. В системе K им соответствуют моменты времени  $t_2 = \frac{a + (v_0/c^2)a}{\sqrt{1 - (v_0/c)^2}}$ ,  $t_1 = \frac{a + (v_0/c^2)a}{\sqrt{1 - (v_0/c)^2}}$ . Отсюда  $t_2 - t_1 = \frac{a(t_2' - t_1')}{\sqrt{1 - (v_0/c)^2}}$ . Или  $\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - (v_0/c)^2}}$ . Данная формула связывает промежутки времени между двумя событиями, измеренные в системах k и k'. Напомним, что события происходят в одной и той же точке (x1=x2'). Допустим, что оба события происходят с одной и той же частицей, кот. покоится в системе K' и движется отн.с. системы K со скоростью v=v0. Тогда дельта t' можно трактовать как промежуток времени, измеренный по часам, неподвижным относительно частицы. Время, отсчитанное по этим часам, движущимся вместе с телом, называется **собственным временем** этого тела и обозначается буквой τ (тау). Таким образом, дельта t' = дельта τ. В итоге,  $\Delta t = \Delta \tau \sqrt{1 - (v/c)^2}$ . Эта формула связывает собственное время тау с временем t, отсчитанным по часам системы отсчета, относительно тела со скоростью v. (сами эти часы движутся относительно тела со скоростью -v). Дельта t – промежуток времени в неподвижных часах. Дельта тау – промежуток времени в движущихся сос скоростью v часах. Дельта тау < дельта t, т.е. движущ. часы идут медленнее.

2) **Внутренняя энергия термодинамической системы. Теплота и работа. Первое начало термодинамики.**

Полная энергия термодинамической системы представляет собой сумму кинетической энергии движения всех тел, входящих в систему, потенциальной энергии взаимодействия их между собой и с внешними телами и энергии, содержащейся внутри тел системы. Если из полной энергии вычесть кинетическую энергию, характеризующую макроскопическое движение системы как целого, и потенциальную энергию взаимодействия её тел с внешними макроскопическими телами, то оставшаяся часть будет представлять собой внутреннюю энергию термодинамической системы.

**Внутренняя энергия термодинамической системы включает в себя энергию микроскопического движения и взаимодействия частиц системы, а так же их внутримолекулярную и внутриядерную энергии.**

Введём характеристику состояния термодинамического равновесия – температуру. Так называется величина, зависящая от параметров состояния, например, от давления и объёма газа, и являющаяся функцией внутренней энергии системы. Эта функция обычно имеет монотонную зависимость от внутренней энергии системы, то есть растёт с ростом внутренней энергии.

Если две равновесные термодинамические системы, находясь в тепловом контакте и имеют одинаковую температуру, то совокупная термодинамическая система находится в состоянии термодинамического равновесия при той же температуре.

Если какая-либо равновесная термодинамическая система имеет одну и ту же температуру с двумя другими системами, то эти три системы находятся в термодинамическом равновесии при одной и той же температуре.

Таким образом, температура есть мера состояния термодинамического равновесия. Для установления этой меры уместно ввести понятие теплопередачи. Теплопередачей называется передача энергии от одного тела к другому без переноса вещества и совершения механической работы.

Если между телами, находящимися в тепловом контакте друг с другом, теплопередача отсутствует, то тела имеют одинаковые температуры и находятся в состоянии термодинамического равновесия друг с другом.

**Первое начало термодинамики.** Одно из основных положений термодинамики, являющееся по существу законом сохранения энергии в применении к термодинамическим процессам: Q = ?U + A, где Q – сообщаемое термодинамической системе (напр., пару в тепловой машине) количество теплоты, A – совершаемая ею работа, ?U – изменение ее внутренней энергии.



**Билет №16**

1) Явления переноса. Теплопроводность газов.

Явления переноса (теплопроводность, внутреннее трение и диффузия) состоят в возникновении направленного переноса в газах массы (диффузия), количества движения (вязкость или внутреннее трение) и внутренней энергии (теплопроводность). Все эти явления сопровождаются нарушением максвелловского распределения молекул по скоростям. В простейшем случае явления переноса однородны – определяющие их физические величины зависят только от одной декартовой координаты.

● Теплопроводность (коэффициент теплопроводности)  $\lambda = \frac{1}{3} c_v \rho \langle v \rangle \langle D \rangle$

з явление теплопроводности возникает при наличии разности температур в различных слоях газа и в однородном стационарном случае ( $T = T(x)$ ) описывается уравнением Фурье (общий случай см. стр. 258):

$$dQ = -K \frac{dT}{dx} dt,$$

где  $dQ$  — количество тепла, переносимое за время  $dt$  через площадку  $dS$  в направлении нормали  $x$  к этой площадке в сторону убывания температуры,  $\frac{dT}{dx}$  — градиент температуры,  $K$  — коэффициент теплопроводности, численно равный количеству тепла, переносимому через единицу поверхности за единицу времени, при градиенте температуры, равном единице.

2) Статистическое обоснование энтропии. Формула Больцмана. Теорема Нернста.

Чтобы выяснить как ведет себя энтропия неизолированной системы, необходимо установить связь между приращением энтропии  $dS$  и количеством сообщенного системе тепла  $dQ$ . Рассмотрим находящийся в равновесии одноатомный идеальный газ, заключенный в сосуде объемом  $V$ . Внешние силовые поля считаем отсутствующими. Число молекул газа равно  $N$ , температура газа —  $T$ . Макросостояние характеризуется значениями  $V$  и  $T$ , микросостояние определяется заданием координат и скоростей всех  $N$  молекул. Распределения по координатам и по скоростям являются независимыми, поэтому статистический вес можно записать в виде произведения количества размещений молекул в пространстве  $\Omega_{пр}$  и количества различных распределений по скоростям  $\Omega_{ск}$ , то есть  $\Omega = \Omega_{пр} \Omega_{ск}$ . Выражение для энтропии в этом случае имеет вид:  $S = k \ln \Omega = k \ln \Omega_{пр} + k \ln \Omega_{ск}$ . Нахождение энтропии идеального газа сводится к нахождению чисел  $\Omega_{пр}$  и  $\Omega_{ск}$ . После всех преобразований и выкладок получаем, что  $S = R \ln V + C_1 \ln T + S_0$ , где  $S_0 = R \ln(\Delta V \Delta \lambda) + (3/2) R \alpha$ . ( $\Delta V, \Delta \lambda$  — объемы ячеек при разбиении по координатам и по скоростям,  $\alpha = 1 - \ln(m/2\pi k)$ ). Возьмем дифференциал выражения и умножим его на  $T$ , получим:  $TdS = (RT/V)dV + C_1 dT$ . Слагаемое  $C_1 dT$  дает приращение внутренней энергии газа, а полагая процесс сообщения тепла обратимым, можно представить  $(RT/V)dV$  как  $pdV = d'A$ . Таким образом  $TdS = pdV + dU = d'A + dU$ . Согласно первому началу термодинамики правая часть этого равенства есть  $d'Q$ . Следовательно,  $TdS = d'Q \Rightarrow dS = d'Q/T$  (обратимый процесс).

Состояние, осуществляемое относительно малым числом способов, называется упорядоченным или неслучайным. Состояние, осуществляемое многими различными способами ИО называется беспорядочным или случайным. Таким образом, энтропия является количественной мерой степени молекулярного беспорядка в системе. Можно записать следующее неравенство:  $dS \geq d'Q/T$ . Знак равенства здесь относится к обратимым, а неравенства — к необратимым процессам. При абсолютном нуле всякое тело, как правило, находится в основном состоянии, статистический вес которого равен единице. Энтропия в этом случае равна нулю. Отсюда вытекает, что энтропия всякого тела стремится к нулю при стремлении к нулю температуры:  $\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$ . Это утверждение представляет собой содержание так называемой теоремы Нернста. Иногда это утверждение называют третьим началом термодинамики.

**Билет №18**

1) Явления переноса. Диффузия в газах.

Явления переноса (теплопроводность, внутреннее трение и диффузия) состоят в возникновении направленного переноса в газах массы (диффузия), количества движения (вязкость или внутреннее трение) и внутренней энергии (теплопроводность). Все эти явления сопровождаются нарушением максвелловского распределения молекул по скоростям. В простейшем случае явления переноса одномерны – определяющие их физические величины зависят только от одной декартовой координаты.

Явлением диффузии называется процесс установления внутри фаз равновесного распределения концентраций. Результатом диффузии при постоянной температуре является выравнивание химических потенциалов. В однофазной системе при постоянной температуре и при отсутствии внешних сил диффузия выравнивает концентрацию компонента фазы во всей системе. Если на систему действуют внешние силы или поддерживается градиент температуры, то в результате диффузии устанавливаются градиенты концентраций отдельных компонентов.

В простейшем случае самодиффузии происходит выравнивание концентрации химически однородного вещества при  $T = \text{const}$  и отсутствии внешних сил, осуществляемое наложением на тепловое движение атомов или молекул их упорядоченного движения. В случае броуновского движения диффундируют крупные частицы, взвешенные в газе или жидкости.

● Закон диффузии Фика  $J_m = -D \frac{dp}{dx}$

$J_m$  — плотность потока массы;  $D$  — диффузия (коэффициент диффузии);  $\frac{dp}{dx}$  — градиент плотности, равный скорости изменения плотности на единицу длины  $x$  в направлении нормали к этой площадке. Знак минус показывает, что перенос массы происходит в направлении убывания плотности].

● Диффузия (коэффициент диффузии)  $D = \frac{1}{3} \langle r \rangle \langle l \rangle$

2) Адиабатический процесс. Работа идеального газа в адиабатическом процессе.

● Адиабатический процесс — процесс, при котором отсутствует теплообмен ( $\delta Q = 0$ ) между системой и окружающей средой.

● Уравнение адиабатного процесса (уравнение Пуассона) ( $\gamma$  — показатель адиабаты)

$$pV^\gamma = \text{const}, \\ TV^{\gamma-1} = \text{const}, \\ T^\gamma p^{1-\gamma} = \text{const}$$

Диаграмма адиабатного процесса (адиабата) в координатах  $p, V$  изображается гиперболой (рис. 2.14). На рисунке видно, что адиабата ( $pV^\gamma = \text{const}$ ) более крута, чем изотерма ( $pV = \text{const}$ ). Это объясняется тем, что при адиабатном сжатии 1—3 увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объема, как при изотермическом сжатии, но и повышением температуры.

● Показатель адиабаты.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{2}$$

● Работа газа при адиабатном процессе

$$A = \frac{p_2}{\gamma-1} C_v (T_1 - T_2), \\ A = \frac{RT_1}{\gamma-1} M \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{p_1 V_1}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$$

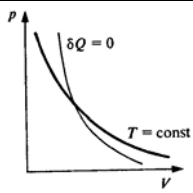


Рис. 2.14

**Билет №19**

1) Уравнение Ван-дер-Ваальса. Критическое состояние. Внутренняя энергия реального газа.

Поведение реальных газов хорошо описывается уравнением состояния идеального газа только при малых плотностях, то есть при не слишком больших давлениях и достаточно высоких температурах. С повышением давления и уменьшением температуры наблюдаются значительные отступления от уравнения. Эти отклонения не представляются удивительными, поскольку при увеличении плотности начинают играть все большую роль объем молекул и взаимодействие между ними. Для описания поведения газов в широком интервале плотностей было предложено много различных уравнений. Самым простым из них и вместе с тем дающим достаточно хорошие результаты оказалось уравнение Ван-дер-Ваальса (ВдВ). Это уравнение получено путем внесения поправок в уравнение состояния идеального газа и имеет следующий вид:  $(p + a/V_m^2)(V_m - b) = RT$ , где  $p$  — давление, оказываемое на газ извне (равное давлению газа на стенки сосуда), а  $b$  — константы Ван-дер-Ваальса, имеющие для разных газов разные значения, определяемые опытным путем. ( $a = Pa^3 \cdot \text{моль}^{-2}$ ,  $b = \text{м}^3/\text{моль}$ ). Для нескольких молей соответственно заменяем  $V_m = V/\nu$ . Реальные газы следуют уравнению Ван-дер-Ваальса лишь приближенно. Воображаемый газ, точно подчиняющийся этому уравнению, называется ван-дер-ваальсовским.

Критическое состояние — состояние с критическими параметрами ( $p_c, V_c, T_c$ ).

При низкой температуре ( $T < T_c$ ) изотермы имеют волнообразный участок, сначала монотонно опускаясь вниз, затем монотонно поднимаясь вверх и снова монотонно опускаясь.

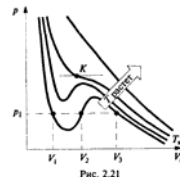


Рис. 2.21

Внутренняя энергия ван-дер-ваальсовского газа должна включать в себя, кроме кинетической энергии молекул, энергию взаимодействия между молекулами. Работа, совершаемая при расширении газа против сил взаимного притяжения молекул, равна приращению энергии взаимодействия:  $d'A = dE_{пр}$ . Силы взаимного притяжения между молекулами учтены в уравнении с помощью добавки к давлению, равной  $a/V_m^2$ . Соответственно работа против сил взаимодействия может быть представлена в виде  $(a/V_m^2)dV_m$ . Таким образом,  $dE_{пр} = (a/V_m^2)dV_m$ . Интегрируя, получаем:  $E_{пр} = a/V_m + \text{const}$ . Внутренняя энергия газа задается как от объема, так и от температуры, поэтому выражение для  $U_m$  имеет вид:  $U_m = f(T) + a/V_m$ .  $f(T) = C_v T$ , отсюда  $U_m = C_v T + a/V_m$ . Внутренняя энергия  $\nu$  молей будет в  $\nu$  раз больше:  $U = \nu C_v T + \nu a/V_m$ .

2) Цикл Карно. Коэффициент полезного действия идеальной тепловой машины.

$1 \rightarrow 2: T_1$   
 $A_{12} = \nu R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} > 0$   
 $2 \rightarrow 3: T_2$   
 $A_{23} = \nu R T_2 \ln \frac{V_3}{V_2} < 0$   
 $3 \rightarrow 4: T_2$   
 $A_{34} = \nu R T_2 \ln \frac{V_4}{V_3} < 0$   
 $4 \rightarrow 1: T_1$   
 $A_{41} = \nu R T_1 \ln \frac{V_1}{V_4} > 0$   
 $A^* = C_v (T_1 - T_2)$

$\frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4}$   
 $b = \frac{\nu R \ln \frac{V_2}{V_1} T_1 + \nu R \ln \frac{V_4}{V_3} T_2}{T_1 \nu R \ln \frac{V_2}{V_1}}$

● Тепловой двигатель — периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет полученной извне теплоты.

Принцип действия теплового двигателя приведен на рис. 2.17. От термостата с более высокой температурой  $T_1$ , называемого нагревателем, за цикл отнимается количество теплоты  $Q_1$ , а термостату с более низкой температурой  $T_2$ , называемому холодильником, за цикл передается количество теплоты  $Q_2$ , при этом совершается работа  $A = Q_1 - Q_2$ .

Чтобы термический коэффициент полезного действия теплового двигателя был  $\eta = 1$ , должно быть выполнено условие  $Q_2 = 0$ , т. е. тепловой двигатель должен иметь один источник теплоты, а это невозможно. Так, французский физик и инже-

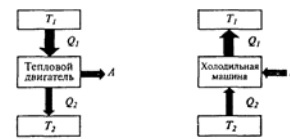


Рис. 2.17

Рис. 2.18

нер Н. Л. С. Карно показал, что для работы теплового двигателя необходимо не менее двух источников теплоты с различными температурами, иначе это противоречило бы второму началу термодинамики.

● Теорема Карно: из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей ( $T_1$ ) и холодильников ( $T_2$ ), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела.

**Билет №7**

1) Явление переноса. Вязкость газов.

Явления переноса (теплопроводность, внутреннее трение и диффузия) состоят в возникновении направленного переноса в газах массы (диффузия), количества движения (вязкость или внутреннее трение) и внутренней энергии (теплопроводность). Все эти явления сопровождаются нарушением максвелловского распределения молекул по скоростям. В простейшем случае явления переноса одномерны — определяющие их физические величины зависят только от одной декартовой координаты.

4. Увеличение внутреннего трения (вязкости) связано с возникновением сил трения между двумя слоями газа или жидкости, перемещающимися параллельно друг другу с различными по величине скоростями. Причиной внутреннего трения является перенос молекулами количества движения из одного слоя газа в другой. Уравнение Ньютона для вязкости в одномерной задаче ( $v = v(x)$ ):

$$dF = -\eta \frac{dv}{dx} dS,$$

где  $dF$  — сила внутреннего трения, действующая на площадку  $dS$  поверхности слоя,  $\frac{dv}{dx}$  — градиент скорости движения слоев в направлении  $x$ , перпендикулярном к поверхности слоя,  $\eta$  — коэффициент внутреннего трения, численно равный силе трения между двумя слоями с площадью, равной единице, при градиенте скорости, равном единице.

Согласно кинетической теории газов

● Динамическая вязкость.  $\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \lambda$

2) Работа тепловой машины при циклическом процессе. Коэффициент полезного действия.

● **Круговой процесс (цикл)** — процесс, при котором система, пройдя через ряд состояний, возвращается в исходное.

На диаграмме  $pV$  цикл изображается замкнутой кривой (рис. 2.15, 2.16). Цикл, совершаемый идеальным газом, можно

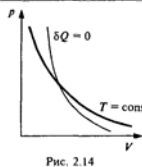


Рис. 2.14

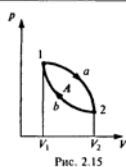


Рис. 2.15

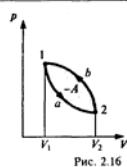


Рис. 2.16

разбить на процессы расширения (1—2) и сжатия (2—1) газа. Работа расширения (определяется площадью фигуры 1a2V<sub>2</sub>V<sub>1</sub>) положительна ( $dV > 0$ ), работа сжатия (определяется площадью фигуры 2b1V<sub>1</sub>V<sub>2</sub>) отрицательна ( $dV < 0$ ). Следовательно, работа, совершаемая газом за цикл, определяется площадью, охватываемой замкнутой кривой.

● **Прямой цикл** — цикл, при котором совершается положительная работа  $A = \oint p dV > 0$  (цикл протекает по часовой стрелке; рис. 2.15).

● **Обратный цикл** — цикл, при котором совершается отрицательная работа  $A = \oint p dV < 0$  (цикл протекает против часовой стрелки; рис. 2.16).

● **Термический коэффициент полезного действия** для кругового процесса (цикла)

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$$

$Q_1$  — количество теплоты, полученное системой;  $Q_2$  — количество теплоты, отданное системой;  $A$  — работа, совершаемая за цикл.

**Билет №25**

1) Простейшими свойствами обладает газ, взаимодействие между молекулами которого пренебрежимо мало. Такой газ называется идеальным. Всякий реальный газ при достаточном разрежении близок по своим свойствам к идеальному. Некоторые газы, такие как воздух, азот, кислород даже при обычных условиях, то есть при комнатной температуре и атмосферном давлении, мало отличаются от идеального газа. Особенно близки по своим свойствам к идеальному газу гелий и водород.

Основное уравнение кинетической теории идеального газа

● **Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов**

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \langle v_{rms}^2 \rangle$$

или

$$pV = \frac{2}{3} N \left( \frac{m_0 \langle v_{rms}^2 \rangle}{2} \right) = \frac{2}{3} E,$$

или

$$pV = \frac{1}{3} N m_0 \langle v_{rms}^2 \rangle = \frac{1}{3} m \langle v_{rms}^2 \rangle$$

2) Релятивистский закон сложения скоростей.

Преобразование и сложение скоростей. Формулы преобразования скоростей при переходе от одной системы отсчёта к другой:

$$v_x = \frac{v'_x + v_0}{1 + v_0 v'_x / c^2}, \quad v_y = \frac{v'_y \sqrt{1 - (v_0/c)^2}}{1 + v_0 v'_x / c^2}, \quad v_z = \frac{v'_z \sqrt{1 - (v_0/c)^2}}{1 + v_0 v'_x / c^2}$$

случае, когда  $v_0$  много меньше  $c$ , то эти соотношения переходят в формулы сложения скоростей классической механики. Для системы К эти формулы выглядят точно так же и отличаются лишь знаком «-» перед  $v_0$ .

Кинетическая энергия релятивистской частицы.

$$T = mc^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - 1 \right)$$

**Билет №1**

1) Гармонические колебания.

В зависимости от характера воздействия на колеблющуюся систему различают свободные, вынужденные, автоколебания и параметрические колебания.

● **Гармонические колебания** — колебания, при которых колеблющаяся величина изменяется со временем по закону синуса или косинуса\*.

● **Уравнение гармонических колебаний**

$$s = A \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad \text{или} \quad s = A \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

$A$  — амплитуда колебаний (максимальное значение колеблющейся величины),  $\omega_0$  — круговая (циклическая) частота,  $\varphi$  — начальная фаза колебаний в момент времени  $t = 0$ ,  $(\omega_0 t + \varphi)$  — фаза колебаний в момент времени  $t$ .

● **Дифференциальное уравнение гармонических колебаний.**

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + \omega_0^2 s = 0$$

● **Период гармонического колебания** — промежуток времени  $T$ , в течение которого фаза колебания получает приращение  $2\pi$ , т. е.  $\omega_0(t + T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi$  (рис. 4.1).

● **Частота колебаний** — число полных колебаний, совершаемых в единицу времени.

● **Единица частоты** — герц (Гц).

**Герц** — частота периодического процесса, при которой за 1 с совершается один цикл процесса.

● **Период колебания** — наименьший промежуток времени, по истечении которого система, совершающая колебания, снова возвращается в то же состояние, в котором она находилась в начальный произвольно выбранный момент (рис. 4.2).

● **Метод вращающегося вектора амплитуды, или метод векторных диаграмм:** гармоническое колебание представляется проекцией на некоторую произвольно выбранную ось вектора амплитуды  $A$ , отложенного из произвольной точки оси под углом  $\varphi$ , равным начальной фазе, и вращающегося с угловой скоростью  $\omega_0$  вокруг этой точки.

● **Представление колеблющейся величины комплексным числом.**

$$s = A \exp[i(\omega_0 t + \varphi)]$$

● **Амплитуда результирующего колебания,** получаемого при сложении двух гармонических колебаний одинакового направления и одинаковой частоты (рис. 4.6)

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

$A_1$  и  $A_2$  — амплитуды складываемых колебаний;  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — их начальные фазы.

Если  $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2m\pi$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), то амплитуда результирующего колебания  $A$  равна сумме амплитуд складываемых колебаний.

Если  $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m + 1)\pi$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ), то амплитуда результирующего колебания равна разности амплитуд складываемых колебаний.

● **Начальная фаза результирующего колебания** (рис. 4.7).

● **Амплитуда биений.** Частота изменения  $A_0$  в два раза больше частоты изменения косинуса (так как берется по модулю), т. е. частота биений равна разности частот складываемых колебаний:  $\omega_B = \Delta\omega$ .

График зависимости  $x = (2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t) \cos \omega t$  показан на рис. 4.7, где сплошные жирные линии дают график результирующего колебания, а отгибающиеся их — график медленно меняющейся по уравнению амплитуды.

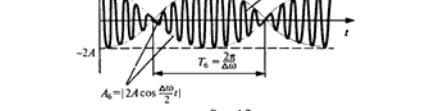


Рис. 4.7

2) Агрегатные состояния вещества.

Фазой называется термодинамически равновесное состояние вещества, отличающееся по физическим свойствам от других возможных равновесных состояний того же вещества. Переход вещества из одной фазы в другую - фазовый переход - всегда связан с качественными изменениями свойств вещества.

Различают фазовые переходы двух родов. Фазовые переходы I рода (кипение, плавление или возгонка) сопровождаются скачкообразными изменениями внутренней энергии и объема (поглощением или выделением скрытого тепла перехода). При этих фазовых переходах первые производные свободной энергии являются разрывной функцией, т. е. энергия и объем являются первыми производными от свободной энергии по температуре и давлению. Фазовые переходы I рода характеризуются постоянством температуры, изменениями энтропии и объема. Физическая причина этого состоит в том, что добавление теплоты к системе в точке фазового перехода не повышает температуру системы, а расходуется на перестройку системы.

Фазовые переходы, не связанные с поглощением или выделением теплоты и изменением объема, называются фазовыми переходами II рода. Эти переходы характеризуются постоянством объема и энтропии, но скачкообразным изменением теплоемкости. Свободная энергия системы при фазовых переходах II рода имеет следующую особенность. Она проявляется в том, что вторые производные — теплоемкость и сжимаемость — становятся бесконечными. Выявление характера этой особенности является одной из наиболее трудных задач статистической физики.

**ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ**

Работа идеального газа в изопроцессе. Адиабатический процесс.

● Работа, совершаемая газом при изменении его объема.

$$dA = p dV$$

● Полная работа при изменении объема газа [V<sub>1</sub> и V<sub>2</sub> — соответственно начальный и конечный объемы газа].

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

Произведенную при том или ином процессе работу можно изобразить графически с помощью кривой в координатах p, V. Например, изменение давления газа при его расширении показано на рис. 2.12. При увеличении объема на dV совершаемая газом работа равна p dV, т.е. определяется площадью полоски с основанием dV. Поэтому полная работа, совершаемая газом при расширении от объема V<sub>1</sub> до объема V<sub>2</sub>, определяется площадью, ограниченной осью абсцисс, кривой p = f(V) и прямыми V<sub>1</sub> и V<sub>2</sub>.

● Работа газа при изобарном процессе графически определяется площадью прямоугольника (рис. 2.13).

$$A = p(V_2 - V_1)$$

● Работа газа при изотермическом процессе

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

или

$$A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

● Адиабатный процесс — процесс, при котором отсутствует теплообмен (δQ = 0) между системой и окружающей средой.

● Уравнение адиабатного процесса (уравнение Пуассона)

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

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

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

[γ — показатель адиабаты]. Диаграмма адиабатного процесса (адиабата) в координатах p, V изображается гиперболой (рис. 2.14). На рисунке видно, что адиабата (pV<sup>γ</sup> = const) более крута, чем изотерма (pV = const). Это объясняется тем, что при адиабатном сжатии 1—3 увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объема, как при изотермическом сжатии, но и повышением температуры.

● Показатель адиабаты.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}$$

● Работа газа при адиабатном процессе

[T<sub>1</sub>, T<sub>2</sub> и V<sub>1</sub>, V<sub>2</sub> — соответственно начальные и конечные температура и объем газа].

$$A = \frac{m}{M} C_v (T_1 - T_2),$$

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

$$= \frac{p_1 V_1 m}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \right]$$

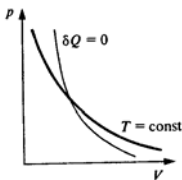


Рис. 2.14

**Понятие о физическом вакууме. Молекулярное течение разреженных газов.**

1° Разреженными называются газы, находящиеся при столь малых давлениях, что средняя длина свободного пробега соизмерима с линейными размерами сосуда. В технических задачах такое состояние газа называют *вакуумом*. В разреженных газах сохраняются те свойства идеальных газов, которые определяются соударениями молекул со стенками сосуда, и изменяются свойства, зависящие от межмолекулярных столкновений.

2° Уменьшение плотности разреженного газа не изменяет средней длины свободного пробега молекулы, а приводит лишь к убыли числа молекул, участвующих в переносе импульса или внутренней энергии. Коэффициенты вязкости и теплопроводности разреженного газа прямо пропорциональны плотности газа.

3° Внутреннее трение в разреженных газах отсутствует и существует лишь внешнее трение движущегося газа о стенки сосуда. Последнее зависит от изменения импульса (количества движения) молекул при их соударениях со стенками. Величина силы трения, действующей на единицу площади стенки, в первом приближении пропорциональна скорости движения газа и его плотности. Теплопроводность разреженных газов меньше, чем обычных газов, и осуществляется переносом внутренней энергии молекулами, свободно перемещающимися между стенками сосуда с различными температурами T<sub>1</sub> и T<sub>2</sub>. Количество тепла, полученного (или отданного) единицей площади стенки за единицу времени, прямо пропорционально разности температур T<sub>1</sub> - T<sub>2</sub> и плотности газа.

2) Теплопроводность и вязкость газов.

● Теплопроводность (коэффициент теплопроводности).  $\lambda = \frac{1}{3} c v \rho \langle \epsilon \rangle \langle l \rangle$

о явлении теплопроводности возникает при наличии разности температур в различных слоях газа и в однородном стационарном случае (T = T(x)) описывается уравнением Фурье (общий случай см. стр. 258):

$$dQ = -K \frac{dT}{dx} dS dt,$$

где dQ — количество тепла, переносимое за время dt через площадку dS в направлении нормали x к этой площадке в сторону убывания температуры,  $\frac{dT}{dx}$  — градиент температуры, K — коэффициент теплопроводности, численно равный количеству тепла, переносимому через единицу поверхности за единицу времени, при градиенте температуры, равном единице.

о явлении внутреннего трения (вязкости) связано с возникновением сил трения между двумя слоями газа или жидкости, перемещающимися параллельно друг другу с различными по величине скоростями. Причиной внутреннего трения является перенос молекулами количества движения из одного слоя газа в другой. Уравнение Ньютона для вязкости в одномерной задаче (v = v(x)):

$$dF = -\eta \frac{dv}{dx} dS,$$

где dF — сила внутреннего трения, действующая на площадку dS поверхности слоя,  $\frac{dv}{dx}$  — градиент скорости движения слоев в направлении x, перпендикулярном к поверхности слоя, η — коэффициент внутреннего трения, численно равный силе трения между двумя слоями с площадью, равной единице, при градиенте скорости, равном единице.

Согласно кинетической теории газов

● Динамическая вязкость.  $\eta = \frac{1}{3} \rho \langle \epsilon \rangle \langle l \rangle$