ВЕСЬ КУРС ШКОЛЬНОЙ ПРОГРАММЫ

в схемах и таблицах

МАТЕМАТИКА
ФИЗИКА
ХИМИЯ
ИНФОРМАТИКА
БИОЛОГИЯ

Санкт-Петербург
Издательство “Тригон”

УДК 373.161.1/075.3
ББК я71
В38

Авторы-составители:
*Коноплева О. А. (математика), Соболева С. А. (физика),
Левина Э. М. (химия), Гусева И. Ю. (информатика),
Жеребцова Е. Л. (биология).*

В38 **Весь курс школьной программы в схемах и таблицах**: математика, физика, химия, информатика, биология – СПб. : Тригон, 2007. – 624 с.

Справочное пособие предназначено учащимся общеобразовательных школ. В наглядных таблицах и схемах изложен весь материал школьной программы по математике, физике, химии, информатике и биологии. Книгу можно использовать для подготовки к урокам, контрольным и самостоятельным работам. Предложенная форма подачи материала удобна для старшеклассников и абитуриентов при подготовке к экзаменам, т. к. позволяет систематизировать знания, облегчает понимание сложных определений, понятий и формул.

ISBN 978-5-94684-935-7

УДК 373.161.1/075.3
ББК я71

Отдел продаж:
тел./факс: **8-901-312-1951**
e-mail: trigonprint@mail.ru

Все права на книгу находятся под охраной издателей.

ISBN 978-5-94684-935-7 **© ООО “Издательство “Тригон”, 2007**

ФИЗИКА

в схемах и таблицах

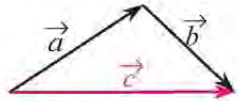
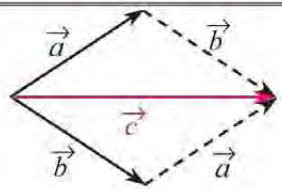
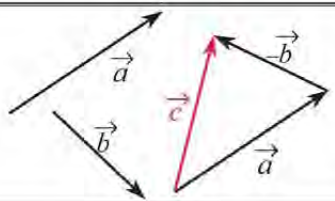
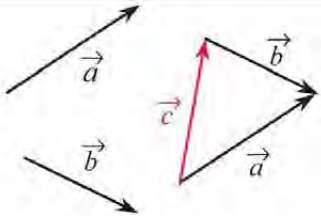
Скалярные и векторные величины в физике

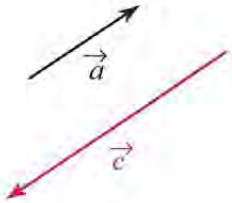
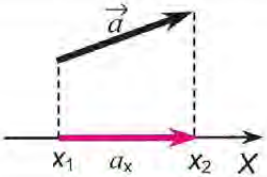
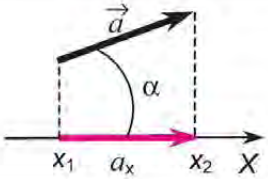
Физические величины

скалярные	векторные
Характеризуются одним числом *например:* масса, объем, температура, время.	Кроме абсолютного значения (модуля) характеризуются еще и направлением в пространстве *например:* радиус-вектор, перемещение, скорость, ускорение.

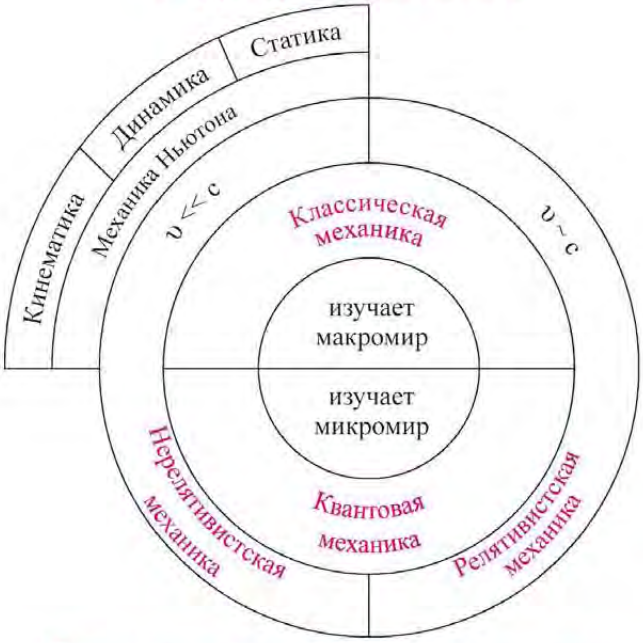
Правила действий с векторами

Противоположные векторы	
Модули векторов $\vec{a}$ и $-\vec{a}$ равны, а их направления противоположны	$\vec{a}$ $-\vec{a}$
Перенос вектора в пространстве	
Векторы переносятся параллельно сами себе	$\vec{a}$ $\vec{a}$ $\vec{a}$

Сложение векторов		
Сложение векторов по правилу треугольника	$\vec{c}=\vec{a}+\vec{b}$	
Сложение векторов по правилу паралелограмма	$\vec{c}=\vec{a}+\vec{b}$	
Вычитание векторов		
Вычесть из вектора $\vec{a}$ вектор $\vec{b}$ – то же самое, что прибавить к вектору $\vec{a}$ вектор $\left(-\vec{b}\right)$	$\vec{c}=\vec{a}-\vec{b}=\vec{a}+\left(-\vec{b}\right)$	
Разностью векторов $\vec{a}$ и $\vec{b}$ называется такой вектор $\vec{c}$, который в сумме с вектором $\vec{b}$ дает вектор $\vec{a}$	$\vec{c}=\vec{a}-\vec{b}$	

Умножение вектора на число		
При умножении вектора $\vec{a}$ на число z получается вектор $\vec{c}$, модуль которого равен произведению модуля вектора $\vec{a}$ на модуль числа z, а направление совпадает с направлением вектора $\vec{a}$, если $z > 0$, или противоположно направлению вектора $\vec{a}$, если $z < 0$.	$\vec{c} = z \cdot \vec{a}$ $\lvert\vec{c}\rvert = \lvert z\rvert \cdot \lvert\vec{a}\rvert$ $\vec{c} \uparrow\uparrow \vec{a}$, если z>0, $\vec{c} \uparrow\downarrow \vec{a}$, если z<0 *<u>например</u>* $z = -2$ $\vec{c} = z \cdot \vec{a}$	
Проекция вектора на ось		
Проекция вектора на ось равна разности координат его конца и начала.	$a_x = x_2 - x_1$	
Проекция вектора на ось равна произведению модуля вектора на косинус угла, образуемый вектором с положительным направлением оси.	$a_x = \lvert\vec{a}\rvert \cdot \cos\alpha$	

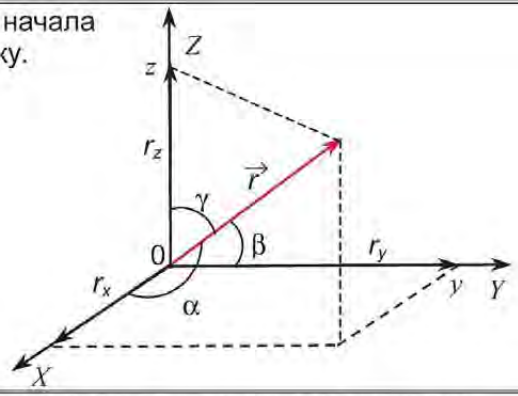
Структура механики



Основные понятия кинематики

Материальная точка	тело, размеры и форма которого в условиях данной задачи несущественны.
Абсолютно твердое тело	система материальных точек, расстояния между которыми не меняются в процессе движения.
Тело отсчета	тело, относительно которого задается положение данного тела или данной точки.

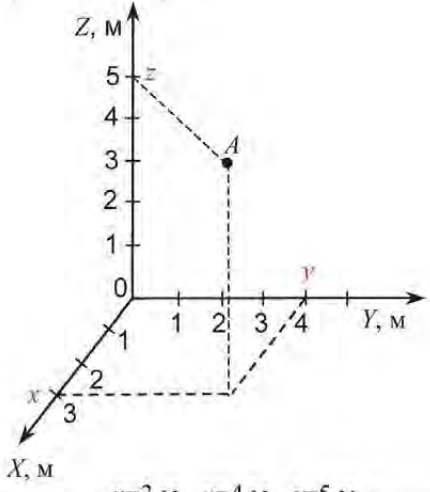
Радиус-вектор

Радиус-вектор точки	$\vec{r}$	вектор, проведенный из начала координат в данную точку. 
Проекции радиуса-вектора на ось координат	r_x r_y r_z	проекции радиуса-вектора точки на оси координат равны ее соответствующим координатам: $r_x=x, \quad r_y=y, \quad r_z=z.$
Модуль радиуса-вектора	r	$r=\sqrt{r_x^2+r_y^2+r_z^2}=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$.
Направление радиуса-вектора		Косинусы углов α, β, и γ, образуемых радиусом-вектором с осями x, y и z соответственно равны $\cos\alpha=\frac{r_x}{r}=\frac{x}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}$; $\cos\beta=\frac{r_y}{r}=\frac{y}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}$; $\cos\gamma=\frac{r_z}{r}=\frac{z}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}$.

Как задать положение точки в пространстве?

Задать положение точки в пространстве можно

с помощью координат	с помощью радиуса-вектора
Для этого необходимо:	
1) с выбранным телом отсчета жестко связать систему координат;	
2) указать координаты точки.	2) указать модуль и направление радиуса-вектора.



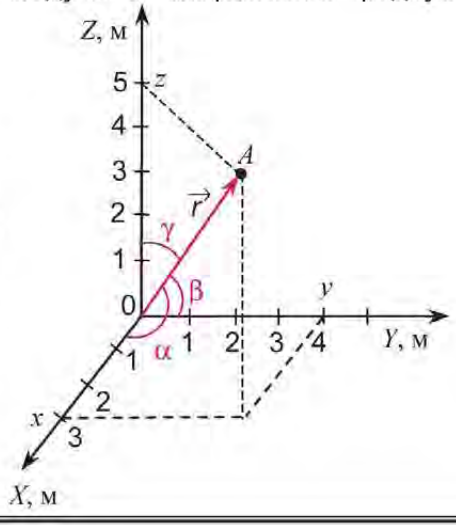
x=3 м, y=4 м, z=5 м

$|\vec{r}| = \sqrt{50}$ м,

$\cos\alpha = \frac{3}{\sqrt{50}}$,

$\cos\beta = \frac{4}{\sqrt{50}}$,

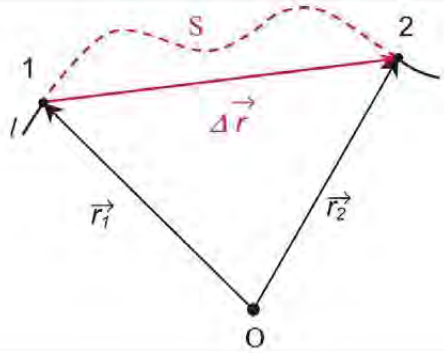
$\cos\gamma = \frac{5}{\sqrt{50}}$

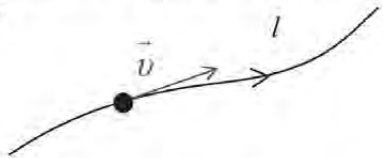


Описание механического движения

Механическое движение		изменение положения тела в пространстве с течением времени.
Система отсчета		совокупность тела отсчета, связанной с ним системы координат и синхронизированных между собой часов.
Траектория материальной точки	l	линия, которую она описывает при своем движении.
Путь, пройденный точкой за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$	S	длина участка траектории между положением точки в момент времени $t=t_1$ и положением точки в момент времени $t=t_2$.
Перемещение точки (Приращение радиуса-вектора точки за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$)	$\Delta \vec{r}$	вектор, проведенный из положения точки в момент времени $t=t_1$ в положение точки в момент времени $t=t_2$.

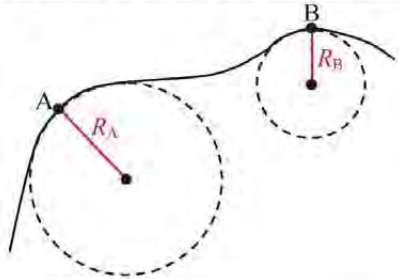
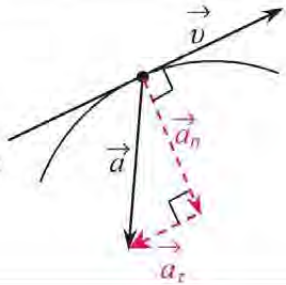
Пусть за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$ точка переместилась из положения (1) в положение (2).



Вектор мгновенной скорости	$\vec{\upsilon}$	Вектором мгновенной скорости точки называется предел отношения перемещения точки $\Delta\vec{r}$ к промежутку времени Δt, в течение которого это перемещение произошло, при стремление промежутка Δt к нулю: $\vec{\upsilon} = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$.  Вектор скорости направлен по касательной к траектории в сторону движения точки.
Вектор ускорения	$\vec{a}$	Вектором ускорения точки называется предел отношения изменения скорости $\Delta\vec{\upsilon}$ к промежутку времени Δt, в течение которого это изменение произошло, при стремлении промежутка Δt к нулю: $\vec{a} = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}$.
Средняя скорость прохождения отрезка пути (средняя путевая скорость)	$\upsilon_{ср}$	Средней скоростью прохождения отрезка пути (средней путевой скоростью) называется скалярная величина $\upsilon_{ср}$, равная отношению отрезка пути ΔS к интервалу времени Δt, за который он пройден: $\upsilon_{ср} = \frac{\Delta S}{\Delta t}$. Это определение можно записать и по-другому: $\upsilon_{ср} = \frac{S}{t}$, где S – путь, пройденный телом за интервал времени от 0 до t.
Закон сложения скоростей в классической механике		Если в данной системе отсчета тело одновременно участвует в нескольких движениях, то его скорость равна векторной сумме скоростей каждого из этих движений: $\vec{\upsilon} = \vec{\upsilon}_1 + \vec{\upsilon}_2$.

Закон преобразования скоростей в классической механике	Если материальная точка движется в системе отсчета S' со скоростью $\vec{v}'$, а система отсчета S' движется со скоростью $\vec{U}$ относительно другой системы отсчета S, то скорость точки в системе отсчета S равна сумме скоростей $\vec{v}'$ и $\vec{U}$: $\vec{v}=\vec{v}'+\vec{U}$.

Радиус кривизны траектории. Нормальное и тангенциальное ускорения

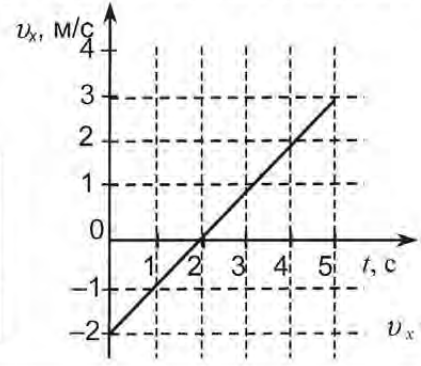
Любое движение по криволинейной траектории можно представить как движение по дугам окружностей, центры и радиусы которых изменяются от точки к точке траектории.		
Радиус кривизны траектории	$R_{кр}$	Радиус окружности, аппроксимирующей траекторию движения в данной точке. 
Ускорение точки	$\vec{a}$	Вектор ускорения точки можно разложить на две составляющие: нормальное и тангенциальное ускорение: $\vec{a}=\vec{a}_n+\vec{a}_\tau$. 

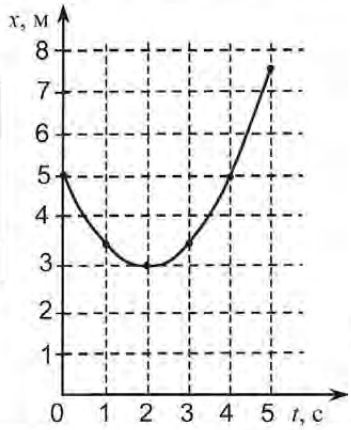
Тангенциальное ускорение	$\vec{a}_\tau$	Направлено по касательной к траектории и характеризует быстроту изменения модуля скорости $a_\tau = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\lvert\vec{\upsilon}\rvert}{\Delta t}$, если $\lvert\vec{\upsilon}\rvert$ увеличивается, $\vec{a}_\tau \uparrow\downarrow \vec{\upsilon}$; если $\lvert\vec{\upsilon}\rvert$ уменьшается, $\vec{a}_\tau \uparrow\downarrow \vec{\upsilon}$.
Нормальное ускорение	$\vec{a}_n$	Направлено к центру окружности, аппроксимирующей траекторию в данной точке, характеризует быстроту изменения направления вектора скорости. $a_n = \frac{\upsilon^2}{R_{кр}}$, где υ – модуль скорости точки; $R_{кр}$ – радиус кривизны траектории.

Движение с постоянным ускорением

Зависимость скорости точки от времени	$\upsilon(t)$	$\vec{\upsilon}=\vec{\upsilon}_0+\vec{a}t$, где $\vec{\upsilon}_0$ – вектор скорости точки в момент времени $t=0$.
Зависимость радиуса-вектора точки от времени	$\vec{r}(t)$	$\vec{r}=\vec{r}_0+\vec{\upsilon}_0 t+\frac{\vec{a}t^2}{2}$, где $\vec{r}_0$ – радиус-вектор точки в момент времени $t=0$; $\vec{\upsilon}_0$ – скорость точки в момент времени $t=0$.
Перемещение точки за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$ (Приращение радиуса-вектора точки за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$)	$\Delta\vec{r}$	$\Delta\vec{r}=\vec{\upsilon}_0\cdot\Delta t+\frac{\vec{a}\Delta t^2}{2}$, где $\vec{\upsilon}_0$ – вектор скорости точки в момент времени $t=t_1$, $\Delta t=t_2-t_1$.

Движение с постоянным ускорением вдоль оси *OX*

Зависимость проекции скорости точки на ось OX от времени	$\upsilon_x(t)$	$\upsilon_x = \upsilon_{0x} + a_x \cdot t$, где υ_{0x} – проекция вектора скорости точки в момент времени $t=0$ на ось OX, a_x – проекция вектора ускорения точки на ось OX. *<u>например:</u>* Дано: $\upsilon_{0x} = -2$ м/с $a_x = 1$ м/с^2 $\upsilon_x(t)$ - ?  $\upsilon_x = (-2+1 \cdot t)$ м/с.
		Если обозначить модуль начальной скорости точки через υ_0, а модуль ускорения через a, то $\upsilon_x = \pm\, \upsilon_0 \pm at.$ Знаки ставятся по следующему правилу: +, если $\vec{\upsilon}_0 \uparrow\uparrow$ оси OX; +, если $\vec{a} \uparrow\uparrow$ оси OX; –, если $\vec{\upsilon}_0 \uparrow\downarrow$ оси OX; –, если $\vec{a} \uparrow\downarrow$ оси OX.

Зависимость координаты точки от времени	$x(t)$	$x = x_0 + \upsilon_{0x} \cdot t + \frac{a_x t^2}{2}$, где x_0 – координата точки в момент времени t=0; υ_{0x} – проекция на ось OX вектора скорости точки в момент времени t=0. *<u>например:</u>* Дано: x_0=5м υ_{0x} = –2м/с a_x=1м/с² $x(t)$-?  $x = \left(5 - 2 \cdot t + \frac{1 \cdot t^2}{2}\right)$ м.
		Если обозначить модуль начальной скорости точки через υ_0, а модуль ускорения точки через a, то $x = \pm\upsilon_0 \cdot t \pm \frac{a \cdot t^2}{2}$. Знаки ставятся по следующему правилу: +, если $\vec{\upsilon}_0 \uparrow\uparrow$ оси OX; +, если $\vec{a} \uparrow\uparrow$ оси OX; –, если $\vec{\upsilon}_0 \uparrow\downarrow$ оси OX; –, если $\vec{a} \uparrow\downarrow$ оси OX.

Проекция на ось OX перемещения точки за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$. (Проекция на ось OX приращения радиуса-вектора точки за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$)	Δr_x	$\Delta r_x = \upsilon_{0x} \cdot \Delta t + \frac{a_x \cdot \Delta t^2}{2}$, где υ_{0x} – проекция вектора скорости точки в момент времени $t=t_1$ на ось OX; a_x – проекция вектора ускорения точки на ось OX. *<u>например:</u>* Дано: $t_1=0$ $t_2=4$с $\upsilon_{0x}=-2$м/с $a_x=1$м/с^2 Δr_x – ? $\Delta r_x = -2 \cdot 4 + \frac{1 \cdot 16}{2} = 0$.

Путь, пройденный точкой за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$	S	<u>Для того, чтобы вычислить S, необходимо</u>: 1. Интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$ разбить на более мелкие интервалы Δt_i, такие, чтобы в пределах каждого из них направление движения точки не изменялось. (В пределах каждого Δt_i должно выполняться только одно из неравенств: $\upsilon_x \geq 0$; $\upsilon_x \leq 0$.) 2. Вычислить длины отрезков пути S_i, пройденных точкой во время каждого из интервалов Δt_i. Это можно сделать: а) определив модуль разности координат точки в конце ($x_к$) и в начале ($x_н$) интервала Δt_i: $S_i=\lvert x_к-x_н\rvert$; б) вычислив площадь, ограниченную графиком функции $\upsilon_x(t)$, осью t и вертикальными прямыми $t=t_н$ и $t=t_к$. ($t_н$ и $t_к$ – начальный и конечный момент времени для интервала Δt_i). 3. Сложить длины всех отрезков пути, пройденных за интервал времени от $t=t_1$ до $t=t_2$: $S=\sum_i S_i$.

<u>например:</u>

Дано:

$t_1=0$

$t_2=4c$

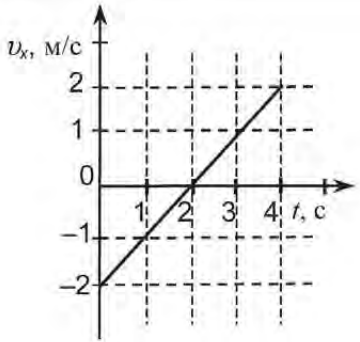
$\upsilon_{0x}=-2$м/с

$a_x=1$м/с²

$x_0=5$м

S - ?

1. Согласно условию задачи $\upsilon_x=(-2+1\cdot t)$ *м/с.* *Построим графики зависимости* υ_x *от* t.



По графику функции $\upsilon_x(t)$ или при помощи производной определяем, что в интервале времени от $t_1=0$ до $t_2=4$с υ_x один раз изменяет знак в момент времени $t=2c$.

Необходимо рассмотреть два интервала времени:

Δt_1 ($t_н=0$, $t_к=2c$) и Δt_2 ($t_н=2c$, $t_к=4c$).

2. Определим длины участков пути, пройденных за интервалы времени Δt_1 и Δt_2.

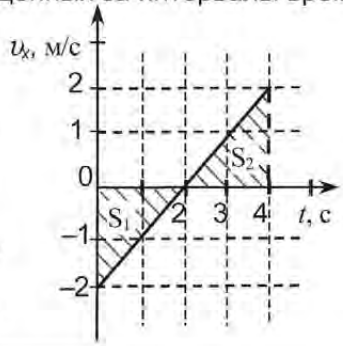
а) по разности конечной и начальной координат: $x = x_0 + \upsilon_{0x}\cdot t + \frac{a_x t^2}{2}$,

$S_1=|x(t=2c)-x(t=0)|=|3-5|=2$ м,

$S_2=|x(t=4c)-x(t=2)|=|5-3|=2$ м.

б) по графику зависимости $\upsilon_x(t)$ (см. рис):

$S_1=2$м; $S_2=2$м.



3. Путь, пройденный точкой за интервал времени от $t=0$ до $t=4c$: $S=S_1+S_2=4$ м.

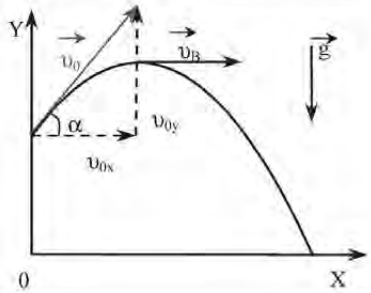
Движение с постоянным ускорением в плоскости *XOY*

При описании движения с постоянным ускорением оси OX и OY выбирают таким образом, чтобы векторы $\vec{\upsilon}_0$ и $\vec{a}$ лежали в плоскости XOY (сделать это можно всегда).		
Зависимость проекций скорости точки на оси OX и OY от времени	$\upsilon_x(t)$ $\upsilon_y(t)$	$\upsilon_x = \upsilon_{0x} + a_x t$, $\upsilon_y = \upsilon_{0y} + a_y t$.
Зависимость модуля скорости точки от времени	$\upsilon(t)$	$\upsilon = \sqrt{\upsilon_x^2 + \upsilon_y^2}$
Зависимость координат x и y точки от времени	$x(t)$ $y(t)$	$x = x_0 + \upsilon_{0x} \cdot t + \frac{a_x t^2}{2}$, $y = y_0 + \upsilon_{0y} \cdot t + \frac{a_y \cdot t^2}{2}$.
Проекции радиуса-вектора на оси координат	$r_x(t)$ $r_y(t)$	$r_x = r_{0x} + \upsilon_{0x} \cdot t + \frac{a_x \cdot t^2}{2}$, $r_y = r_{0y} + \upsilon_{0y} \cdot t + \frac{a_y \cdot t^2}{2}$, где r_{0x} и r_{0y} – проекции радиуса-вектора в момент времени t=0 на оси OX и OY соответственно.
Проекции на оси OX и OY вектора перемещения точки за интервал от $t = t_1$ до $t = t_2$. (Проекции на оси OX и OY приращения радиуса-вектора точки за интервал от $t = t_1$ до $t = t_2$.)	Δr_x Δr_y	$\Delta r_x = \upsilon_{0x} \cdot \Delta t + \frac{a_x \cdot \Delta t^2}{2}$, $\Delta r_y = \upsilon_{0y} \cdot \Delta t + \frac{a_y \cdot \Delta t^2}{2}$, где υ_{0x} и υ_{0y} – проекции вектора скорости точки в момент времени t=t_1 на оси OX и OY соответственно.

Модуль вектора перемещения точки за интервал от $t = t_1$ до $t = t_2$. (Модуль приращения радиуса-вектора точки за интервал от $t = t_1$ до $t = t_2$.)	Δr	$\Delta r = \sqrt{\Delta r_x^{\ 2} + \Delta r_y^{\ 2}}$.

Движение под действием однородной силы тяжести

При описании такого движения часто бывает удобно направлять ось OX горизонтально, а ось OY – вертикально вверх.
Обозначим угол, который вектор скорости образует в момент времени t=0 с осью OX, через α .



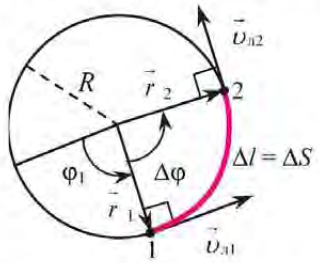
Зависимость вектора скорости точки от времени	$\vec{\upsilon}(t)$	$\vec{\upsilon}=\vec{\upsilon}_0+\vec{g}t$, где $\vec{\upsilon}_0$ – вектор скорости в момент времени t=0.
Зависимость проекций скорости точки на оси координат от времени	$\upsilon_x(t)$ $\upsilon_y(t)$	$\upsilon_x(t)= \upsilon_0 \cdot cos\alpha=const$, вдоль оси OX движение равномерное, $\upsilon_y(t)= \upsilon_0 \cdot cos\alpha - g \cdot t$, вдоль оси OY движение равноускоренное.
Минимальное значение модуля скорости	υ_{min}	Заметим, что в верхней точке траектории $\upsilon_y = 0$, а модуль скорости υ достигает минимального значения $\upsilon_{мин}=\upsilon_{0x}=\upsilon_0 cos\alpha$.

Время подъема	$t_п$	Так как в верхней точке траектории $\upsilon_y = \upsilon_0 sin\alpha - gt_п = 0$, $t_п = \frac{\upsilon_0 \sin\alpha}{g}$.
Зависимость координат точки от времени	$x(t)$ $y(t)$	$x = x_0 + \upsilon_0 \cos\alpha \cdot t$, $y = y_0 + \upsilon_0 \sin\alpha \cdot t - \frac{gt^2}{2}$.
Уравнение траектории точки	$y(t)$	Выразим время t из зависимости $x(t)$: $t = \frac{x - x_0}{\upsilon_0 \cos\alpha}$ и подставим в зависимость $y(t)$: $y = y_0 + (x - x_0)\mathrm{tg}\alpha - \frac{g(x - x_0)}{2\upsilon_0^2 \cos^2\alpha}$. Мы получим уравнение траектории точки. Это уравнение *параболы.*

Кинематика равномерного движения по окружности

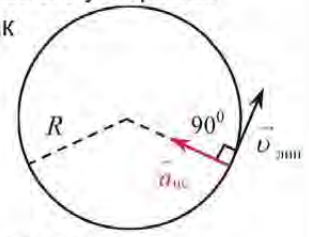
Пусть за малый интервал времени Δt точка, двигаясь по окружности радиуса R, переместилась из положения(1) в положение(2).

Точка прошла отрезок пути ΔS (дугу окружности длиной Δl).

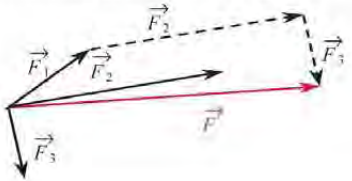


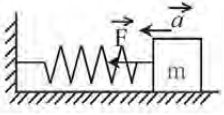
Вектор линейной скорости точки	$\vec{\upsilon}_л$	Модуль вектора линейной скорости точки может быть вычислен как отношение длины дуги окружности Δl к интервалу времени Δt, за которое эта дуга пройдена, при условии, что Δt стремится к нулю: $$\upsilon_л = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta l}{\Delta t}$$ Вектор линейной скорости направлен по касательной к окружности в сторону движения точки.
Угол поворота	φ	Будем характеризовать положение точки значением угла поворота φ из некоторого начального (принятого за нулевое) положения.

Модуль угловой скорости	ω	*Величину угловой скорости можно вычислить как отношение угла поворота $\Delta\varphi$ за бесконечно малый промежуток времени Δt к величине этого промежутка:* $$\omega = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\varphi}{\Delta t}$$ (Угловая скорость – векторная величина. Пока мы будем говорить только о ее модуле $\lvert\vec{\omega}\rvert = \omega$). Если твердое тело вращается вокруг неподвижной оси, то угловая скорость всех его точек одинакова.
Равномерное вращение		Если ω=const, то вращение называют равномерным.
Зависимость угла поворота от времени при равномерном вращении		При равномерном вращении угол поворота линейно зависит от времени: $$\varphi = \omega \cdot t$$
Связь модулей угловой и линейной скорости		$\upsilon_л = \omega \cdot r$

Период обращения	T	Периодом обращения T называется промежуток времени, в течение которого точка, равномерно двигаясь по окружности, совершает один оборот вокруг оси вращения (поворачивается на угол 2π): $T=\frac{2\pi}{\omega}$, где ω – угловая скорость точки, $T=\frac{2\pi R}{\upsilon_л}$, где $\upsilon_л$ – линейная скорость точки.
Частота вращения	ν	Частота вращения $\nu=\frac{1}{T}=\frac{\omega}{2\pi}$ показывает число оборотов, совершаемых телом за единицу времени при равномерном движении с угловой скоростью ω.
Центростремительное ускорение	$\vec{a}_{цс}$	При равномерном движении по окружности постоянно происходит изменение направления вектора $\vec{\upsilon}$, следовательно, движение происходит с ускорением. Оно получило название *центростремительного ускорения*. Модуль вектора центростремительного ускорения $\lvert\vec{a}_{цс}\rvert=a_{цс}$ может быть вычислен как $a_{цс}=\omega^2 R=\frac{\upsilon^2}{R}$. Вектор центростремительного ускорения точки в любой момент времени направлен к центру окружности, по которой эта точка движется. 

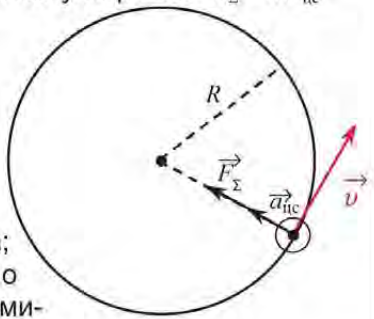
Основные понятия классической динамики

Движение по инерции		Движение тела, происходящее без внешних воздействий принято называть движением по инерции.
Свободное тело		Свободным телом называется тело, которое не взаимодействует ни с какими другими телами.
Инерциальные системы отсчета		Системы отсчета, в которых свободное тело сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения называются инерциальными.
Первый закон динамики Ньютона		*Существуют такие системы отсчета, относительно которых тело, не взаимодействующее с другими телами, сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения. Такие системы отсчета называются инерциальными.*
Сила	$\vec{F}$	Для описаний взаимодействия между телами вводится физическая величина – сила, являющаяся количественной мерой механического действия на рассматриваемое тело со стороны других тел. Для того, чтобы дать определение силы, необходимо указать ее свойства и способы измерения сил.
Свойства силы		1. Сила – *векторная величина*. Задавая силу, необходимо указать ее модуль, направление в пространстве и точку приложения. 2. Силы подчиняются *принципу суперпозиции*. Если на точку одновременно действует несколько сил, $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3, ..., \vec{F}_n$, то их действие можно заменить действием одной силы $\vec{F}$, являющейся их суммой $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + ... + \vec{F}_n$. Сила $\vec{F}$ называется *равнодействующей* или *результирующей* силой. 

Способы измерения сил	Две силы независимо от их природы считаются равными и противоположно направленными, если их одновременное действие на тело не меняет его скорости. Следовательно, необходимо выбрать эталон единицы силы для измерения сил. В качестве эталона выберем некоторую пружину и будем считать, что при растяжении на заданную длину пружина действует на прикрепленное к ней тело силой $\vec{F}_0$.
Инертность тел	Всякое тело оказывает сопротивление при попытке сообщить ему ускорение. Это свойство тел называют инертностью. Чем больше инертность тела, тем меньшее ускорение сообщает ему заданная сила.
Связь между ускорением и силой	Ускорение тела и сила, его сообщающая, прямо пропорциональны друг другу. $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{\text{const}}$ Это означает, что ускорение зависит не только от силы, но и от свойств самого тела.
Масса	Физическая величина, количественно характеризующая свойство инертности тела, называется массой (*инертной массой*). Используя понятие массы, связь между ускорением и силой можно выразить следующим образом: $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}$. 
Основные свойства массы	1. Масса – скалярная величина, следовательно, инертные свойства тел одинаковы во всех направлениях. 2. Масса не зависит от характера движения точки. 3. Масса не зависит от физических условий, в которых находится тело (от температуры окружающей среды, от наличия электромагнитных или гравитационных полей). 4. Масса – величина аддитивная, то есть масса составного тела равна сумме масс его частей.

	5. Закон сохранения массы: масса замкнутой системы остается неизменной при любых механических процессах, происходящий в этой системе.
Второй закон динамики Ньютона	*В инерциальной системе отсчета ускорение тела прямо пропорционально векторной сумме всех действующих на него сил и обратно пропорционально массе тела*: $\vec{a} = \frac{1}{m}\left(\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + ... + \vec{F}_N\right)$ Это уравнение называют *уравнением движения тела.*
Третий закон динамики Ньютона	*Силы, с которыми два тела действуют друг на друга, равны по модулю, противоположны по направлению и действуют вдоль соединяющей тела прямой:* $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$, это означает, что силы взаимодействия всегда появляются парами, обе силы приложены к разным телам и являются силами одной природы.

Динамика равномерного движения по окружности

Центростремительное ускорение	Для того чтобы тело могло равномерно двигаться по окружности, необходимо, чтобы равнодействующая всех сил, действующих на него, сообщала ему центростремительное ускорение: $\vec{F}_\Sigma = m\vec{a}_{цс}$. Векторы $\vec{F}_\Sigma$ и $\vec{a}$ направлены перпендикулярно вектору скорости тела, к центру окружности. $F_\Sigma = m \cdot \omega^2 \cdot R = m \cdot \frac{\upsilon^2}{R}$, где ω – угловая скорость движения тела; υ – линейная скорость движения тела; R – радиус окружности, по которой тело движется. Сообщать телу центростремительное ускорение могут силы разной природы. 

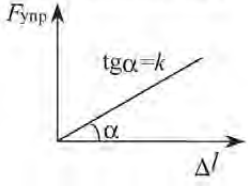
Силы

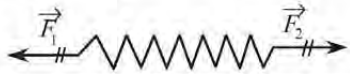
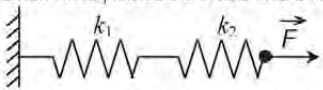
I. Сила упругости

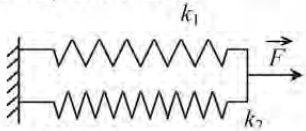
Деформации	Всякое реальное тело под действием приложенных к нему сил деформируется, то есть изменяет свои размеры и форму.
Упругие деформации	Деформация называется упругой, если после прекращения внешнего воздействия тело принимает свои первоначальные размеры и форму. Упругие деформации возникают только если внешнее воздействие не превышает предела упругости.

Виды упругой деформации

Растяжение (сжатие)	Сдвиг	Кручение	Изгиб

Пластические деформации	Деформации, не исчезающие после прекращения действия сил, называют пластическими.
Закон Гука	В области малых деформаций справедлив закон Гука: $F_{упр} = k\Delta l$, где $F_{упр}$ – модуль упругой силы, возникающей при деформации; k – коэффициент жесткости; Δl – величина деформации (величина удлинения или сжатия пружины). Для деформаций, при которых выполняется закон Гука, связь $F_{упр}$ и Δl показана на рисунке. Обратите внимание на то, что эта прямая проходит через начало координат. 

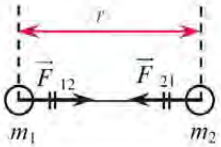
Как нужно прикладывать внешние силы для создания упругой деформации?	Если к двум концам недеформированной пружины приложить одинаковые по модулю и противоположно направленные силы $\vec{F}_1$ и $\vec{F}_2$, то пружина деформируется до такого состояния, чтобы возникающие в ней упругие силы уравновешивали растягивающую силу. При этом $F_{упр} = F_1 = F_2 = k\Delta l$. 
Как соотносятся между собой жесткость целой пружины и ее части?	Упругие натяжения возникают во всей пружине. В любом сечении пружины действует сила, заданная выражением: $F = k_1\Delta l_1$, где k_1 – жесткость целой пружины. Рассмотрим часть пружины, составляющую $\frac{1}{n}$ от ее длины. Под действием силы F деформация этой части будет в n раз меньше $F = k_2\frac{\Delta l_1}{n}$, следовательно, *жесткость* $\frac{1}{n}$ *части пружины в n раз больше, чем у целой пружины* $k_2 = nk_1$.
Последовательное соединение пружин	Соединим две пружины с коэффициентами жесткости k_2 и k_1 последовательно и подействуем на них силой F. Удлинение системы пружин окажется равным $\Delta l = l_1 + l_2 = \frac{F}{k_1} + \frac{F}{k_2}$. Эквивалентная пружина, деформация которой под действием силы F будет такой же, имеет жесткость $k = \frac{F}{\Delta l} = \frac{k_1 \cdot k_2}{k_1 + k_2}$. 

Параллельное соединение пружин	Рассмотрим две пружины с коэффициентами жесткости k_2 и k_1, соединенные параллельно.  Приложенная к такой системе сила F разделится на две части, деформируя каждую из пружин на одинаковую величину Δl: $F = k_1\Delta l + k_2\Delta l$. Эквивалентная пружина имеет жесткость $k = \frac{F}{\Delta l} = k_1 + k_2$.

11. Сила трения

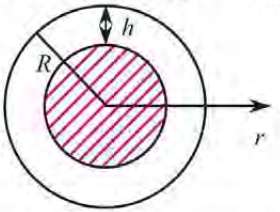
Виды трения		
Трение покоя	Трение скольжения	Трение качения

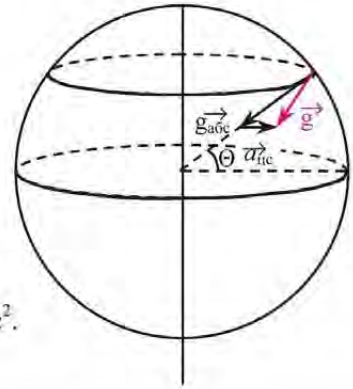
Сила трения скольжения	В случае, если одно тело скользит по поверхности другого, то между соприкасающимися поверхностями возникает сила трения скольжения. Ее величина равна $F_{\text{тр.ск.}} = \mu \cdot N$, где μ – коэффициент трения скольжения, зависящий от природы и состояния соприкасающихся поверхностей (и, строго говоря, от их относительной скорости, но мы не будем это учитывать при решении задач). N – сила нормального давления поверхностей друг на друга Сила $\vec{F}_{\text{тр.ск.}}$ направлена в сторону, противоположную направлению движения данного тела относительно другого.

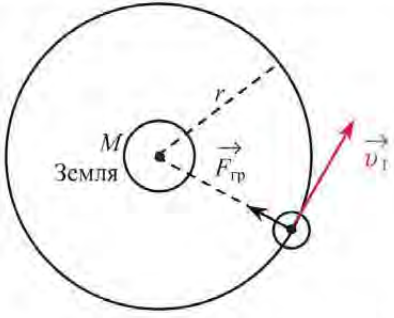
Сила трения покоя	Для того чтобы тело начало скользить по какой-либо поверхности, к нему надо приложить внешнюю силу $\vec{F}_{внеш.}$, параллельную соприкасающимся поверхностям и превышающую определенное пороговое для данного случая значение F_1. Мы будем считать $F_1 = \mu \cdot N$ (на самом деле F_1 превышает это значение). До тех пор, пока $F_{внеш.} < F_1$, тело остается неподвижным, так как между ним и поверхностью возникает сила трения покоя, уравновешивающая внешнюю силу.
Как определить, сила трения скольжения или сила трения покоя действует на тело?	Итак, при решении задач мы будем полагать, что если $F_{внеш.} < \mu \cdot N$, то $\vec{F}_{тр.покоя} = -\vec{F}_{внеш.}$; если $\vec{F}_{внеш.} \geq \mu \cdot N$, то $F_{тр.скольжения} = \mu \cdot N$.
Закон всемирного тяготения	Любые две материальные точки притягиваются друг к другу с силами, прямо пропорциональными произведению их масс $m_1 \cdot m_2$ и обратно пропорциональными квадрату расстояния r между ними. Силы гравитационного притяжения направлены вдоль линии, соединяющей центры тел. $F = G \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$, G – гравитационная постоянная. В системе СИ $G = 6{,}67 \cdot 10^{-11}$ Н·м²/кг². 

Гравитационная масса	Входящие в закон всемирного тяготения массы называют *гравитационными* в отличии от *инертной* массы, стоящей во втором законе Ньютона. Из опыта установлено, что гравитационная и инертная массы любого тела строго пропорциональны друг другу, поэтому можно считать их равными (то есть выбрать один и тот же эталон для измерения обеих масс) и говорить просто о массе, которая выступает как мера инертности тела или как мера гравитационного взаимодействия.
Гравитационное поле	Ньютон предполагал, что тела действуют друг на друга на расстоянии непосредственно без участия какой-либо промежуточной среды. Причем передача любых взаимодействий между телами осуществляется мгновенно (принцип дальнодействия). В современной физике считается, что одно тело не действует непосредственно на другое, а создает в пространстве вокруг себя особую среду, называемую *гравитационным полем*. Это поле и воздействует на другие тела. Таким образом, гравитационное взаимодействие осуществляется посредством гравитационного поля.
Свойства гравитационного поля	1. Гравитационное поле центрально: направление силы, действующей на массу m_2 в любой точке пространства, проходит через неподвижный центр – массу m_1, а модуль силы зависит только от величины расстояния r до этого центра. 2. Следствием этого является то, что гравитационное поле потенциально: работа, совершаемая силами поля при перемещении тела, не зависит от пути, по которому двигалось тело, а зависит лишь от начального и конечного положений тела. 3. Напряженность гравитационного поля (его силовая характеристика) $\vec{g} = \frac{\vec{F}}{m}$.

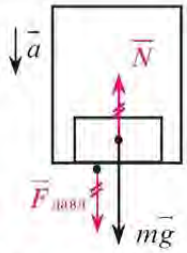
	4. Гравитационное поле распространяется в пространстве с конечной скоростью, но в рамках классической механики (при скоростях тел, значительно меньших скорости света) этим можно пренебречь. 5. Гравитационное поле подчиняется принципу суперпозиции: а) гравитационное поле, создаваемое какой-либо массой, не зависит от наличия и расположения других масс; б) гравитационное поле, создаваемое несколькими телами, равно геометрической сумме полей, создаваемых этими телами в отдельности.
Как описать гравитационное взаимодействие тел, имеющих конечные размеры?	Принцип суперпозиции позволяет описывать силы гравитационного взаимодействия тел, имеющих конечные размеры. Разбивая протяженные тела на точечные массы, можно доказать, что сила гравитационного притяжения между телами определяется выражением $F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}$, если: а) размеры тел малы по сравнению с расстоянием между ними (например, при описании взаимодействия Солнца и Земли); б) тело массой m_1 представляет собой шар или сферу и значительно превосходит по размеру тело массой m_2. В этом случае в качестве r берется расстояние между малым телом m_2 и центром шара или сферы. Форма записи закона всемирного тяготения остается прежней. (Для доказательства этого необходимо разбить шар или сферу на точечные массы и просуммировать все создаваемые ими гравитационные силы). Этим результатом вы давно пользуетесь, описывая гравитационное взаимодействие Земли (m_1) и тел, находящихся вблизи ее поверхности (m_2); в) необходимо описать взаимодействие двух шаров или сфер со сферически симметричным распределением плотности, размеры которых сравнимы с расстоянием между ними, если в качестве r берется расстояние между их центрами.

	Если мы будем вычислять силу тяжести, действующую на тело с массой m_2 со стороны Земли при погружении его в шахту глубиной h, то окажется, что суммарная гравитационная сила, действующая на тело со стороны сферического слоя Земли, находящегося над ним ($r > R_з - h$) равна нулю, следовательно, на тело, находящееся в шахте глубиной h, действет сила тяжести, создаваемая только частью Земного шара $r < R_з - h$. На рисунке эта часть заштрихована. 
Ускорение свободного падения	Ускорением свободного падения $\vec{g}$ называется ускорение тела, свободно падающего относительно Земли.
Абсолютное ускорение свободного падения	Основной вклад в величину $\vec{g}$ вносит ускорение, сообщаемое телу силой гравитационного притяжения к Земле $\vec{g}$ абсолютное. На высоте *h* от поверхности Земли $g_{абс}$ определяется выражением $g_{абс} = G\dfrac{M_З}{(R_З + h)^2}$; $M_З$ – масса Земли, $R_З$ – радиус Земли. Очевидно, что если $h \ll R_з$, то величину g можно считать не зависящей от высоты над поверхностью Земли h. Земля не является идеальным шаром: точки экватора отстоят от центра Земли дальше, чем полюса, поэтому $g_{абс}$ на экваторе несколько меньше, чем на полюсах ($g_{абс.экв.} = 9{,}81\ м/с^2$, $g_{абс.пол.} = 9{,}83\ м/с^2$)

Как вращение Земли влияет на величину ускорения свободного падения?	Сила гравитационного притяжения к Земле не только прижимает тело к опоре (то есть создает вес), но и сообщает ему центростремительное ускорение, необходимое для того, чтобы «тело могло вращаться вместе с Землей». Это приводит к тому, что вес тела $\vec{P}$ и его ускорение свободного падения $\vec{g}$ определяются выражениями: $\vec{P} = \vec{F}_{\text{грав}} - m\vec{a}_{\text{цс}}$, $\vec{g} = \vec{g}_{\text{абс}} - \vec{a}_{\text{цс}}$. Направление векторов $\vec{g}$ и $\vec{P}$ (отвесное направление на географической широте) не совпадает с направлением на центр Земли. На полюсе g=9,83 м/с^2, на экваторе g=9,78 м/с^2, поэтому стандартное значение g=9,81 м/с^2. 

Первая космическая скорость	Первой космической скоростью называется такая скорость, которую нужно сообщить телу, находящемуся на расстоянии *r* от центра Земли, чтобы оно стало искусственным спутником Земли, двигаясь по окружности радиуса *r*.  Уравнение движения тела в этом случае будет иметь вид: $m\vec{a}_{цс} = \vec{F}_{гр}$; $m\frac{\upsilon^2}{r} = mG\frac{M_З}{r^2}$, поэтому первая космическая скорость может быть вычислена как $\upsilon_I = \sqrt{G\frac{M_З}{r}}$, где $M_З$ – масса Земли. У поверхности Земли υ_I=7,9 км/с.

III. Вес тела. “Невесомость”

Вес тела	Вес тела – это сила, с которой тело действует на опору или подвес, неподвижные относительно этого тела.
Каким образом добиться того, чтобы тело находилось в состоянии невесомости?	Найдем ответ на вопрос, рассматривая следующий пример: кубик лежит на полу кабины лифта. Если лифт движется с ускорением $\vec{a}$, то и кубик движется с тем же ускорением под действием силы тяжести и силы реакции опоры.  $m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{N}$ (1) Сила давления кубика на пол лифта по третьему закону Ньютона равна по модулю и противоположна по направлению силе реакции опоры $\vec{N}$: $\vec{F}_{давл} = -\vec{N}$ (2) Используя (1) и (2), найдем $\vec{F}_{давл} = m(\vec{g} - \vec{a})$ Таким образом, *для достижения состояния «невесомости» необходимо, чтобы движение тела и опоры происходило с ускорением* $\vec{a} = \vec{g}$. Приведем несколько примеров такого движения. 1. Тело движется прямолинейно с ускорением $\vec{a} = \vec{g}$. Направление и величина скорости тела при этом не играют роли. 2. Тело движется по круговой орбите вокруг Земли таким образом, что $\vec{a}_{цс} = \vec{g}$. Скорость тела при этом определяется из уравнения $a_{цс} = \frac{F_{грав}}{m}$, $\frac{\upsilon^2}{(R+h)} = G\frac{M_З}{(R+h)^2}$, где R – радиус Земли; h – высота тела над поверхностью Земли.

Импульс. Закон сохранения импульса

Импульс (количество движения) материальной точки	Импульсом или количеством движения материальной точки в классической механике называется векторная величина $\vec{p}$, равная произведению массы материальной точки m на ее скорость $\vec{\upsilon}$: $\vec{p} = m\vec{\upsilon}$.
Импульс силы	Импульсом силы называется произведение силы на малый интервал времени, в течении которого она действует: $\vec{F}\Delta t \ (\Delta t \to 0)$.
Как сформулировать второй закон Ньютона, используя понятие импульса и импульса силы?	Приведем две формулировки второго закона Ньютона с использованием понятий импульса и импульса силы. Сам Ньютон в своем основном труде «Математические начала натуральной философии» записывал основной закон динамики подобным образом.
	I. Скорость изменений импульса материальной точки равна сумме всех сил, действующих на нее: $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}_{\Sigma}$.
	II Приращение импульса материальной точки за малый интервал времени Δt равно импульсу силы, действовавшей на него в течение этого интервала времени: $\Delta \vec{p} = \vec{F}\Delta t$.

Как вычислить приращение импульса материальной точки за конечный интервал времени Δt?	1. Если сила, действующая на материальную точку, не изменяется с течением времени, то приращение импульса определяется выражением $\Delta\vec{p} = \vec{F}\Delta t$. 2. Если сила $\vec{F}$ изменяется со временем, то интервал времени Δt необходимо разбить на небольшие промежутки, в течение которых силу $\vec{F}$ можно считать постоянной и просуммировать приращения импульса на каждом промежутке: $\vec{p}_2 - \vec{p}_1 = \sum_i \vec{p}_i = \sum_i \vec{F}_i \Delta t_i$.
Внешние тела	Тела, не входящие в состав рассматриваемой системы, называются внешними телами.
Внешние силы	Внешними силами называются силы, действующие на систему со стороны внешних тел.
Внутренние силы	Внутренними силами называются силы взаимодействия между частями рассматриваемой системы.
Замкнутая механическая система	Замкнутой или изолированной системой называется система, на которую не действуют внешние силы.
Импульс системы материальных точек	Импульсом системы материальных точек называется вектор $\vec{p}$, равный геометрической сумме импульсов материальных точек системы: $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + ... + \vec{p}_n$.

Закон изменения импульса системы частиц

Рассмотрим систему из N взаимодействующих частиц. Согласно второму закону Ньютона, приращение импульса частицы с индексом i определяется выражением

$$\frac{\Delta\vec{p}_i}{\Delta t} = \vec{F}_{\text{i}}^{\text{внеш}} + \sum_{n=1}^{N} F_{\text{in}}^{\text{внутр}}, \text{ где} \qquad (1)$$

$\vec{F}_{\text{i}}^{\text{внеш}}$ – сумма всех внешних сил, действующих на частицу с индексом i;

$F_{\text{in}}^{\text{внутр}}$ – сила, действующая на частицу с индексом i со стороны частицы с индексом n (для рассматриваемой системы это внутренняя сила).

Сложим уравнения (1) для всех частиц системы.

Внутренние силы взаимодействия удовлетворяют третьему закону Ньютона, поэтому сумма будет равна нулю. Таким образом, *скорость изменения полного импульса системы равна сумме внешних сил, действующих на все частицы этой системы*:

$$\frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} = \sum_{\text{i}} \vec{F}_{\text{i}}^{\text{внеш}}. \qquad (2)$$

Как определить приращение импульса системы материальных точек за конечный интервал времени Δt?	Приращение полного импульса системы взаимодействующих частиц за интервал времени Δt равно векторной сумме импульсов внешних сил за этот интервал времени.
	Если внешние силы не изменяются в течение интервала времени Δt, то $\Delta\vec{p} = \sum_{\text{i}} \vec{F}_{\text{i}}^{\text{внеш}} \Delta t$.

Закон сохранения импульса

В инерционной системе отсчета импульс замкнутой системы частиц не меняется с течением времени: $\vec{p}(t)=\vec{p}_1(t)+\vec{p}_2(t)+...+\vec{p}_n(t)=const$.
Заметим, что в классической механике закон сохранения импульса является прямым следствием уравнения $\frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t}=\sum_i \vec{F}_i^{внеш}$, полученного из второго и третьего законов Ньютона.

В каких случаях в классической механике применяется закон сохранения импульса?

I	В замкнутой системе	$\vec{F}_i^{внеш}=0$, тогда $\frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t}=0$ и $\vec{p}(t)=\text{const}$.
II	Если система не является замкнутой, но равнодействующая всех внешних сил равна нулю	$\sum_i \vec{F}_i^{внеш}=0$, тогда $\frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t}=0$ и $\vec{p}(t)=\text{const}$.
III	Если в незамкнутой системе частиц проекция результирующей внешней силы на какую-либо ось равна нулю, то	будет оставаться неизменной проекция импульса системы на эту ось. Пусть, например, $\left(\sum_i \vec{F}_i\right)_x=0$, тогда $\frac{\Delta p_x}{\Delta t}=0$ и $p_x=\text{const}$. Так, при движении тела, брошенного под углом к горизонту, проекция импульса на горизонтальную ось остается постоянной, так как проекция силы тяжести на это направление равна нулю.

IV	Закон сохранения импульса можно использовать и когда кратковременные силы взаимодействия в системе намного превосходят по величине постоянные внешние силы.	$\vec{F}_{внеш} << \vec{F}_{внутр}$. Например, действием силы тяжести при описании взаимодействия пули и ружья в момент выстрела можно пренебречь, при любом направлении начальной скорости пули.
Каковы границы применимости закона сохранения импульса?	В отличие от законов Ньютона закон сохранения импульса справедлив не только в рамках классической механики. Надлежащим образом обобщенный, он представляет собой *фундаментальный закон, не знающий никаких исключений*. В таком широком понимании он должен рассматриваться как результат обобщения опытных фактов.	

Закон движения центра масс системы

Радиус-вектор центра масс	$\vec{r}_c = \frac{1}{m}\sum_i m_i \vec{r}_i$, где r_i – радиус-вектор i-й частицы; m_i – масса i-й частицы; m – масса всей системы.
Скорость центра масс системы	$\vec{\upsilon}_c = \lim_{\Delta t \to 0}\frac{\Delta \vec{r}_c}{\Delta t} = \frac{1}{m}\sum_i m_i \lim_{\Delta t \to 0}\frac{\Delta \vec{r}_i}{\Delta t} = \frac{1}{m}\sum_i m_i \vec{\upsilon}_i = \frac{1}{m}\vec{p}$, таким образом, импульс системы равен произведению массы системы на скорость ее центра масс: $\vec{p} = m\vec{\upsilon}_c$. (3)
Как записать импульс системы частиц через скорость ее центра масс?	

Уравнение движения центра масс	Подставляя (3) в (2), получим: $m\frac{\Delta\vec{\upsilon}_c}{\Delta t}=\sum_i \vec{F}_i^{внеш}=\vec{F}^{внеш}$, где $\vec{F}^{внеш}$ – результирующая всех внешних сил, действующих на систему. *Центр масс любой системы частиц движется так, как если бы вся масса системы была сосредоточена в этой точке и к ней были бы приложены все внешние силы.*

Реактивное движение

Уравнение Мещерского	Получим уравнение, описывающее движение ракеты. Выберем систему отсчета, которая движется поступательно с той же скоростью, которую ракета имела в момент времени t=0. Суммарный импульс системы ракета – выброшенный из сопла газ должен оставаться в такой системе отсчета постоянным и равным нулю: $0=m\Delta\vec{\upsilon}+m_{газа}\Delta\vec{\upsilon}_{отн}$, где $\Delta\vec{\upsilon}$ – приращение скорости ракеты за бесконечно малый интервал времени Δt; $m_{газа}$ – масса газа, выброшенного за интервал времени Δt; $\Delta\vec{\upsilon}_{отн}$ – скорость газа *относительно ракеты* (это связано с выбором системы отсчета). Масса выброшенного газа равна убыли массы ракеты $\Delta m_{газа}=-\Delta m$, тогда $m\cdot\Delta\vec{\upsilon}=\Delta m\cdot\vec{\upsilon}_{отн}$, $\lim_{\Delta t\to 0} m\frac{\Delta\vec{\upsilon}}{\Delta t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Delta m}{\Delta t}\vec{\upsilon}_{отн}=\vec{F}_{реакт}$. (4)

	Мы получили уравнение движения тела переменной массы в отсутствие внешних сил. В случае, если на систему ракета – газ действуют какие-либо внешние силы уравнение (4) примет вид: $$\lim_{\Delta t \to 0} m \frac{\Delta \vec{\upsilon}}{\Delta t} = \vec{F}_{реакт} + \vec{F}_{внешн}.$$ Это уравнение впервые было получено Мещерским и носит его имя.
Реактивная сила	Реактивная сила характеризует действие на тело отделяющихся или присоединяющихся частиц. $\vec{F}_{реакт} = \vec{\upsilon}_{отн} \cdot \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta t}$, где $\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta t}$ – скорость изменения массы тела, если частицы вещества отделяются $\frac{\Delta m}{\Delta t} < 0$, если присоединяются $\frac{\Delta m}{\Delta t} > 0$; $\vec{\upsilon}_{отн}$ – скорость отделяющихся частиц после отделения или присоединяющихся частиц до присоединения относительно рассматриваемого тела. В задачах школьного курса рассматриваются упрощенные ситуации, когда величину скорости изменения массы тела можно заменить отношением конечных приращений $\frac{\Delta m}{\Delta t}$, тогда $\vec{F}_{реакт} = \vec{\upsilon}_{отн} \cdot \frac{\Delta m}{\Delta t}$.

Механическая работа. Механическая мощность

Механическая работа	A	
Рассмотрим тело, которое движется под действием силы $\vec{F}$. Пусть в результате движения тела точка приложения силы совершает малое перемещение $\Delta\vec{r}$, тогда малая работа силы $\vec{F}$ на перемещении $\Delta\vec{r}$ вычисляется следующим образом: $\Delta A = \lvert\vec{F}\rvert \cdot \lvert\Delta\vec{r}\rvert \cdot \cos\alpha = \lvert\vec{F}\rvert \cdot \Delta S \cdot \cos\alpha = \lvert\vec{F}\rvert \cdot \lvert\vec{\upsilon}\rvert \cdot \cos\alpha \cdot \Delta t = F_S \Delta S$, где α – угол между векторами $\vec{F}$ и $\Delta\vec{r}$, он же угол между векторами $\vec{F}$ и $\vec{\upsilon}$; $\Delta S = \lvert\Delta\vec{r}\rvert$ – малый отрезок пути; $\lvert\vec{\upsilon}\rvert$ – модуль мгновенной скорости точки приложения силы; F_S – проекция вектора силы $\vec{F}$ на вектор перемещения $\Delta\vec{r}$. Используя в этом определении малое перемещение $\Delta\vec{r}$, мы добиваемся того, чтобы даже изменяющиеся во времени величины $\vec{F}$ и α можно было считать на этом перемещении постоянными.		
Средняя мощность силы	N_{cp}	Отношение работы A, совершенной за промежуток времени Δt, к его продолжительности $N_{\text{ср}} = \dfrac{A}{\Delta t}$.
Мгновенная мощность (или просто мощность)	N	Мгновенной мощностью силы называется предел отношения работы этой силы ΔA, совершенный за малый промежуток времени Δt, к величине этого промежутка, при условии, что Δt стремится к нулю: $N = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \dfrac{\Delta A}{\Delta t} = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \dfrac{F \cdot \Delta S}{\Delta t} \cdot \cos\left(\widehat{\vec{F}, \vec{\upsilon}}\right) = F \cdot \upsilon \cdot \cos\left(\widehat{\vec{F}, \vec{\upsilon}}\right)$, где $\vec{\upsilon}$ - вектор мгновенной скорости точки, на которую действует сила $\vec{F}$.

Механическая энергия
Закон сохранения механической энергии

Кинетическая энергия тела	Кинетической энергией тела называется энергия его механического движения.
Кинетическая энергия материальной точки	Кинетическая энергия материальной точки массой m, движущейся со скоростью υ, (при условии, что $\upsilon << c$): $$E_к = \frac{m\upsilon^2}{2}.$$
Кинетическая энергия твердого тела, движущегося поступательно	Кинетическая энергия твердого тела массой m, движущегося поступательно со скоростью υ, (при условии, что $\upsilon << c$): $$E_к = \frac{m\upsilon^2}{2}.$$
Кинетическая энергия системы материальных точек	Кинетическая энергия системы материальных точек равна сумме кинетических энергий всех этих точек: $$E_к = E_{к1} + E_{к2} + \ldots + E_{кn} = \sum_{i=1}^{n} E_{кi}.$$
Теорема о кинетической энергии	Приращение кинетической энергии тела на некотором перемещении равно алгебраической сумме работ всех сил, действовавших на тело при этом перемещении: $$\underset{\substack{всех \\ сил}}{A} = E_{к2} - E_{к1} = \Delta E_к.$$

Механическая энергия тела	Механическая энергия тела равна сумме его кинетической и потенциальной энергий: $E = E_к + E_п$.
Механическая энергия системы материальных точек	Механическая энергия системы материальных точек равна сумме их кинетической энергии $E_к$ и потенциальной энергии взаимодействия этих точек друг с другом и с внешними телами $E_п$: $E = E_к + E_п$.
Закон сохранения механической энергии	*В замкнутой системе, в которой действуют консервативные силы, механическая энергия сохраняется.* *Доказательство.* Рассмотрим замкнутую систему, на которую и внутри которой не действуют диссипативные силы. Для такой системы приращение кинетической энергии равно работе потенциальных сил: $E_{к2} - E_{к1} = A_п$, но работа потенциальных сил равна убыли потенциальной энергии системы: $A_п = E_{п1} - E_{п1}$, тогда $E_{к1} + E_{п2} = E_{к2} + E_{п2}$.
Закон сохранения полной энергии	*Энергия никогда не создается и не уничтожается, она может только переходить из одной формы в другую.*
Изменение полной энергии системы	Если в системе и на систему действуют диссипативные силы, то $A_{всех\ сил} = A_п + A_{дисс.} = E_{п1} - E_{п2} + A_{дисс.}$ (1). Согласно теореме о кинетической энергии $A_{всех\ сил} = E_{к2} - E_{к1}$ (2). Приравнивая (1) и (2), получим: $E_{полн2} - E_{полн1} = A_{дисс.} < 0$. *Изменение полной энергии системы равно работе диссипативных сил,* отсюда понятно, что при наличии диссипативных сил механическая энергия системы может *только убывать*.

Теория соударений

Опишем соударения на примере центрального удара двух однородных шаров, движущихся поступательно.
Будем считать, что шары образуют замкнутую систему или что внешние силы, приложенные к ним, уравновешивают друг друга.

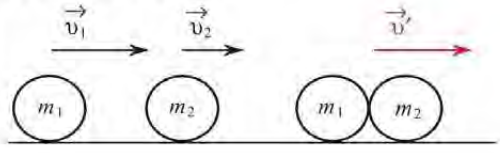
Абсолютно неупругий удар

Абсолютно неупругим ударом называется столкновение двух тел, в результате которого они соединяются вместе и движутся дальше как одно тело.

При абсолютно неупругом ударе выполняются

Закон сохранения импульса:

В инерциальной системе отсчета $m_1\vec{\upsilon}_1+m_2\vec{\upsilon}_2=(m_1+m_2)\vec{\upsilon}'$, здесь $\vec{\upsilon}_1$ и $\vec{\upsilon}_2$ – скорости шаров до столкновения;
$\vec{\upsilon}'$ – скорость тела, образовавшегося в результате удара.



Закон сохранения полной энергии:

$$\frac{m_1\upsilon_1^2}{2}+\frac{m_2\upsilon_2^2}{2}=\frac{(m_1+m_2)\upsilon'^2}{2}+Q\text{, где}$$

Q – энергия, перешедшая во внутреннюю энергию образовавшегося тела.
Закон сохранения механической энергии не выполняется. Часть кинетической энергии шаров переходит во внутреннюю.

Абсолютно упругий удар

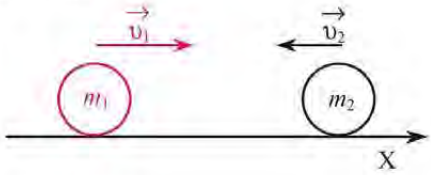
При абсолютно упругом ударе выполняются

Закон сохранения импульса:

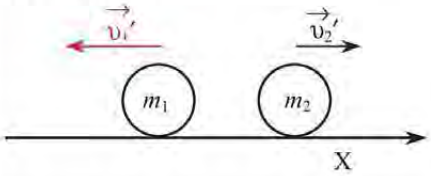
В инерциальной системе отсчета

$$m_1\vec{\upsilon}_1+m_2\vec{\upsilon}_2=m_1\vec{\upsilon}_1'+m_2\vec{\upsilon}_2'.$$

До удара



После удара



Закон сохранения механической энергии

В результате абсолютно упругого удара механическая энергия системы не изменяется:

$$\frac{m_1\upsilon^2{}_1}{2}+\frac{m_2\upsilon^2{}_2}{2}=\frac{m_1\upsilon_1'^2}{2}+\frac{m_2\upsilon_2'^2}{2}.$$

Статика

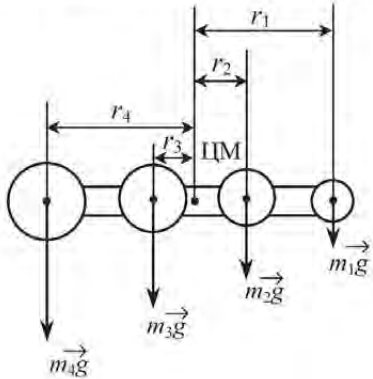
Абсолютно твердое тело		Тело, размеры и форму которого в условиях данной задачи можно считать неизменными
Плечо силы относительно точки	d	Рассмотрим твердое тело, которое может вращаться относительно некоторой неподвижной точки O. Пусть в точке A к нему приложена сила $\vec{F}$. Кратчайшее расстояние от точки O до линии действия силы называют плечом силы относительно точки O.
Момент силы относительно точки	M	Моментом силы относительно точки O называется произведение модуля силы на ее плечо относительно этой точки: $M = F \cdot d$. (Момент силы – векторная величина. В школьном курсе вычисляется только её модуль.) Иногда предлагают считать момент силы F положительным, если в отсутствии других сил она вызывает поворот тела против часовой стрелки, и отрицательным, если при тех же условиях она поворачивает тело по часовой стрелке: $M = \pm F \cdot d$.

Условия равновесия абсолютно твердого тела

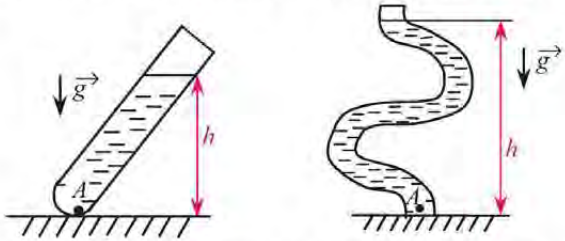
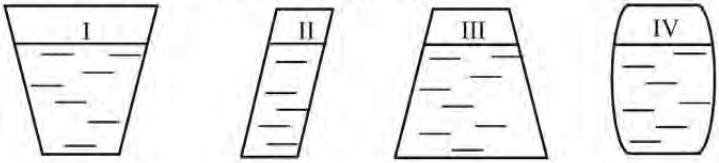
В инерциальной системе отсчета покоящееся тело будет оставаться неподвижным, если выполняется два условия

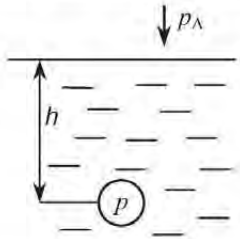
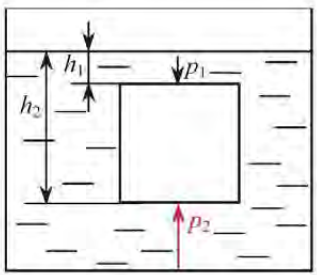
Сумма всех сил, действующих на тело, равна нулю: $\vec{F}_1+\vec{F}_2+\vec{F}_3=0$.	*Относительно любой точки O сумма моментов всех сил, стремящихся повернуть тело в одном направлении, равна сумме моментов всех сил, стремящихся повернуть тело в противоположном направлении.*
	Если действующие на тело силы лежат в одной плоскости, то и точку O удобно выбирать в этой плоскости. Используя правило знаков, это условие можно записать так: сумма моментов всех сил, действующих на тело, равна нулю: $M_1+M_2+M_3=0$.
При выполнении этого условия тело не сможет начать двигаться поступательно, если в начальный момент времени оно покоилось	При выполнении этого условия тело не сможет начать вращаться, если в начальный момент времени оно покоилось.

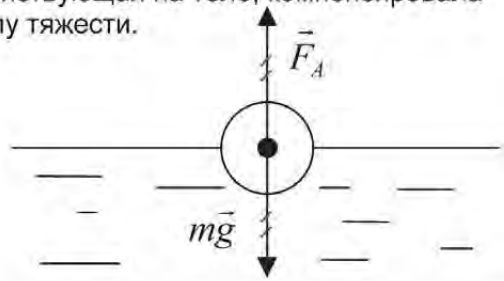
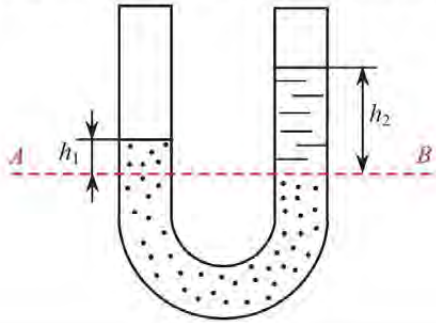
Центр масс (центр инерции) системы	Центром масс или центром инерции системы называется такая воображаемая точка, радиус-вектор которой $\vec{r}_0$ выражается через радиус-векторы $\vec{r}_1,\vec{r}_2,...,\vec{r}_n$ материальных точек, входящих в состав системы, по формуле : $\vec{r}_c=\dfrac{m_1\vec{r}_1+m_2\vec{r}_2+...+m_n\vec{r}_n}{m_1+m_2+...+m_n}$.

Центр тяжести системы	Точка приложения равнодействующей сил тяжести, действующих на все материальные точки системы в однородном поле тяжести, называется центром тяжести тела и совпадает с его центром масс. Моменты сил тяжести, действующие на отдельные материальные точки системы относительно центра масс (центра тяжести), компенсируют друг друга.  $m_4 g r_4 + m_3 g r_3 = m_2 g r_2 + m_1 g r_1$

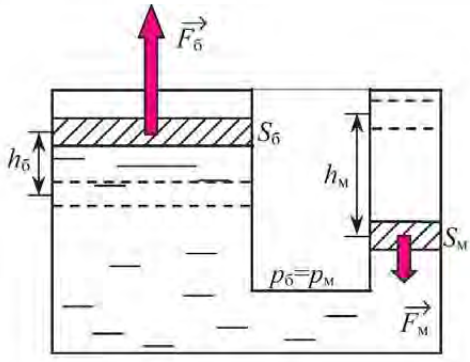
Гидро- и аэростатика

Давление	Давлением p называется физическая величина, численно равная силе, действующей на единицу площади поверхности тела по направлению нормали к этой поверхности: $p = \frac{F}{S}$.
Закон Паскаля	Давление в жидкости (или газе) одинаково по всем направлениям и равно $p = \rho \cdot gh$, где ρ – плотность жидкости или газа; h – высота столба жидкости или газа, измеряемая вдоль направления $\vec{g}$.  На рисунке показано, как определить h для сосудов различной формы. Давление вычисляется в точке A.
	Форма сосуда и его наклон к вертикали не влияют на величину p. Например, в сосудах, изображенных на рисунке, давление жидкости на дно одинаково: $p_1 = p_2 = p_3 = p_4$. 

Давление жидкости на глубине h	Практически во всех задачах мы рассматриваем ситуацию, когда на поверхность жидкости действует атмосферное давление p_A, тогда суммарное давление на глубине h определяется выражением $p = p_A + \rho g h$. 
Закон Архимеда	*На тело, погруженное в жидкость или газ, действует выталкивающая сила, направленная вертикально вверх и равная весу жидкости или газа, вытесненного телом:* $F_A = \rho_ж m g V_{погр}$.
Поясним возникновение силы Архимеда	Рассмотрим куб с площадью грани S, который полностью погружен в жидкость. Давление на боковые грани с противоположных сторон одинаково, а вот давление на нижнюю грань $p_2 = \rho g h_2 + p_A$ больше давления на верхнюю грань $p_1 = \rho_ж g h_1 + p_A$, в результате чего на куб действует выталкивающая сила $F = S\rho_ж g(h_2 - h_1) = \rho g_ж V = F_A$.  *Мы видим, что существование силы Архимеда является следствием наличия в жидкости гидростатического давления, поэтому, если бы в рассматриваемом примере нижняя грань куба плотно соприкасалась с дном сосуда, то куб не мог бы испытывать на себе действие силы Архимеда.*

Плавание тел	Для того чтобы тело могло плавать в жидкости, необходимо, чтобы сила Архимеда, действующая на тело, компенсировала действующую на него силу тяжести. 
Сообщающиеся сосуды	Жидкость в сообщающихся сосудах всегда устанавливается таким образом, чтобы гидростатическое давление в любом горизонтальном сечении было одинаково. Для вычислений удобно проводить уровень *AB* через нижнюю из границ раздела жидкостей. $\rho_1 g h_1 = \rho_2 g h_2$ 

Гидравлический пресс

1. Устройство гидравлического пресса	 $p_м$ и $p_б$ – гидростатическое давление на малый и большой поршни соответственно; $S_м$ и $S_б$ – площади малого и большого поршня соответственно; $F_м$ и $F_б$ – силы, действующие на малый и большой поршни соответственно.
2. Выигрыш в силе	Гидравлический пресс позволяет получить выигрыш в силе: $p_б = p_м, \quad \frac{F_м}{S_м} = \frac{F_б}{S_б}.$
3. Проигрыш в пути	При использовании гидравлического пресса происходит проигрыш в пути: $S_б \cdot h_б = S_м \cdot h_м.$

Молекулярная физика

Моль вещества	Моль – это количество вещества, содержащее число частиц, равное постоянной Авогадро. N_A=6,02·10^{23} моль$^{-1}$
Молярная масса	Молярная масса μ – масса одного моля вещества. $\mu = m_0 \cdot N_A$, где m_0 – масса одной молекулы. Молярные массы приведены в периодической системе элементов, где у каждого элемента первое число – порядковый номер (зарядовое число), а второе – молярная масса в г/моль.
Количество вещества	Количество вещества в данном теле или в данном объеме газа можно вычислить как $V = \frac{N}{N_A} = \frac{m}{\mu}$, где *N* – полное число молекул; *m* – масса тела или масса газа, содержащегося в данном объеме.
Плотность вещества	Плотность вещества $\rho = \frac{m}{V}$.
Концентрация молекул	Концентрация молекул *n* может быть определена как $n = \frac{N}{V} = \nu \cdot N_A$.

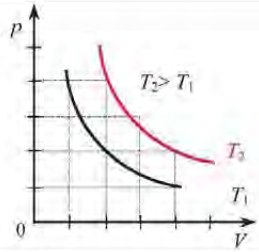
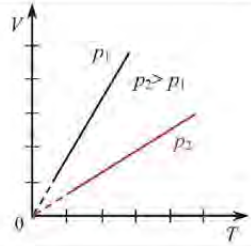
Основы молекулярно-кинетической теории газов

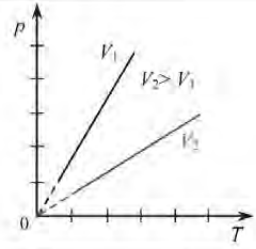
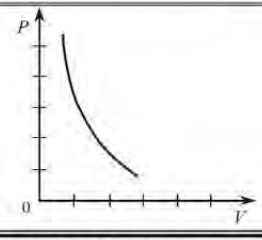
Среднее значение кинетической энергии поступательного движения одной молекулы	1) $<E_{пост}>=\frac{m_0 \upsilon_{кв}^2}{2}$, где m_0 – масса одной молекулы; $\upsilon_{кв}$ – средняя квадратичная скорость поступательного движения молекулы идеального газа. 2) $<E_{пост}>=\frac{3}{2}kT$ (1) k=1,38·10^{-23} – постоянная Больцмана. Эта формула раскрывает физический смысл температуры T: температура T выражает среднюю кинетическую энергию молекул.
Основное уравнение молекулярно-кинетической теории газов	$p=\frac{2}{3}n<E_{пост}>$ (2) n – концентрация молекул, $<E_{пост}>$ – среднее значение поступательной кинетической энергии молекул. Эта формула раскрывает физический смысл давления газа: давление газа определяется средним значением поступательной кинетической энергии молекул (и только поступательной! Вращение и колебание молекул не играют роли). Из (1) и (2), получаем: $p=nkT.$ (Это уравнение можно рассматривать и как следствие из основного уравнения состояния идеального газа).

Уравнение состояния идеального газа (Уравнение Менделеева-Клапейрона)

Уравнение состояния идеального газа (уравнение Менделеева-Клайперона)	Для произвольной массы идеального газа: $p \cdot V = \frac{m}{\mu} RT$. R – универсальная газовая постоянная, $R = k \cdot N_A$, R=8,31 Дж/моль·К

Изопроцессы

Название процесса	Постоянный параметр	Закон, установленный экспериментально	Уравнение процесса	График процесса
Изотермический	T	Закон Бойля-Мариотта	$p \cdot V$=const при T= const.	
Изобарный	p	Закон Гей-Люссака	V= const $\cdot T$ при p= const.	

Изохорный	V	Закон Шарля	$p = \text{const} \cdot T$ при $V = \text{const}$.	
Адиабатный	S – энтропия	Уравнение Пуассона	$p \cdot V^{\gamma} = \text{const}$ $T \cdot V^{\gamma-1} = \text{const}$ где γ - коэффициент Пуассона	

Адиабатным (адиабатическим) процессом называется термодинамический процесс, который происходит в системе без теплообмена с внешними телами.

Коэффициент Пуассона равен отношению теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости газа при постоянном объеме. Его величина зависит от числа атомов в молекуле газа и от его температуры.

Смесь газов

Парциальное давление	Давление, которое данный газ производил бы при тех же условиях в отсутствии других газов.
Закон Дальтона	Давление смеси газов равно сумме парциальных давлений компонент смеси: $p = \sum_i p_i = \frac{RT}{V} \sum_i \frac{m_i}{\mu}$, p_i – парциальное давление компоненты; m_i, μ_i – масса и молярная масса этой компоненты.

Термодинамика

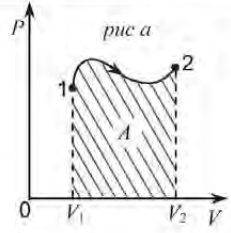
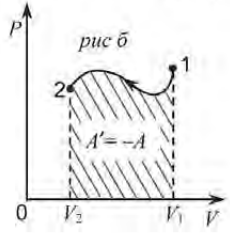
Внутренняя энергия

Внутренняя энергия макроскопического тела	Внутренняя энергия макроскопического тела равна сумме кинетических энергий беспорядочного движения всех молекул (или атомов) тела и потенциальных энергий взаимодействия всех молекул друг с другом.
Внутренняя энергия идеального одноатомного газа	Внутренняя энергия идеального одноатомного газа $$U = \frac{3}{2}\nu RT, \qquad (1)$$ где ν – количество вещества газа; T – его температура. Если в молекуле идеального газа содержатся хотя бы два атома, то внутренняя энергия идеального газа уже не может быть вычислена по формуле (1) из-за необходимости учитывать энергию вращательного и колебательного движения молекул.

Работа, совершенная идеальным газом

Определение работы, совершенной идеальным газом	Работа ΔA, совершаемая идеальным газом при очень малом (бесконечно малом) приращении его объема ΔV, может быть определена как $\Delta A = p \cdot \Delta V$.

Как вычислить работу, совершенную идеальным газом при конечном изменении его объема?

1. Изохорный процесс	$\Delta V = 0$, следовательно $A = 0$.
2. Изобарный процесс	p=const. Следовательно, нет необходимости требовать того, чтобы приращение объема было бесконечно малым. $A = p(V_2 - V_1)$, V_1 – объем газа в начале процесса; V_2 – объем газа в конце процесса.
3. Изотермический процесс	Воспользуемся первым началом термодинамики: $T = \text{const} \rightarrow \Delta U = 0$, следовательно, $A = Q$.
4. Адиабатный процесс	Воспользуемся первым началом термодинамики: $Q = 0$, следовательно, $A = -\Delta U = U_1 - U_2$.
5. Геометрический метод вычисления работы	В тех случаях, когда требуется оценить работу, совершенную газом при увеличении его объема от V_1 до V_2 при помощи графика зависимости $p(V)$, достаточно вычислить площадь, ограниченную графиком процесса, осью V и вертикальными прямыми $V = V_1$ и $V = V_2$ (рис а). Если же в ходе процесса объем газа уменьшался (рис б), то величина этой площади будет равна работе A', совершенной над газом внешними силами, причем $A' = -A$.  

Теплообмен. Фазовые превращения

Количество теплоты Q, которое необходимо сообщить телу массой m для повышения его температуры на величину ΔT	$Q = Cm\Delta T$, где C – удельная теплоемкость вещества тела.
Количество теплоты Q, необходимое для того, чтобы расплавить m кг кристаллического тела при постоянной температуре ($T_{\text{плавления}}$)	$Q = \lambda m$, где λ – удельная теплота плавления вещества тела.
Количество теплоты Q, необходимое для того, чтобы превратить в пар m кг жидкости при постоянной температуре	$Q = \tau m$, где τ – удельная теплота парообразования для данной жидкости.

Первое начало термодинамики

Закон сохранения и превращения энергии, распространенный на тепловые явления, носит название первого начала термодинамики
Приращение внутренней энергии системы при переходе ее из одного состояния в другое равно сумме работы внешних сил и количества теплоты, переданного системе: $\Delta U = A' + Q$, $\Delta U = -A + Q$, где A – работа, совершенная системой над внешними телами; A' – работа, совершенная над системой внешними силами.

Второе начало термодинамики

Второе начало термодинамики определяет условия, при которых возможны превращения одних видов энергии в другие, и указывает возможные направления протекания процессов.

Существует несколько формулировок второго начала термодинамики:

1. Клаузиус (1850): невозможен самопроизвольный переход тепла от менее к более нагретому телу.

2. Кельвин (1851): невозможны процессы, единственным конечным результатом которых было бы превращение тепла целиком в работу.

Уравнение теплового баланса

Рассмотрим замкнутую систему ($\Delta U = 0$), внутри которой *происходит теплообмен и не совершается работы.*

Приращение внутренней энергии любого тела системы равно количеству теплоты, полученному этим телом:

$$\Delta U_i = Q_i .$$

Сложим подобные выражения для всех тел системы:

$$\Delta U = 0 = Q_1 + Q_2 + ... + Q_n .$$

Это *уравнение теплового баланса.*

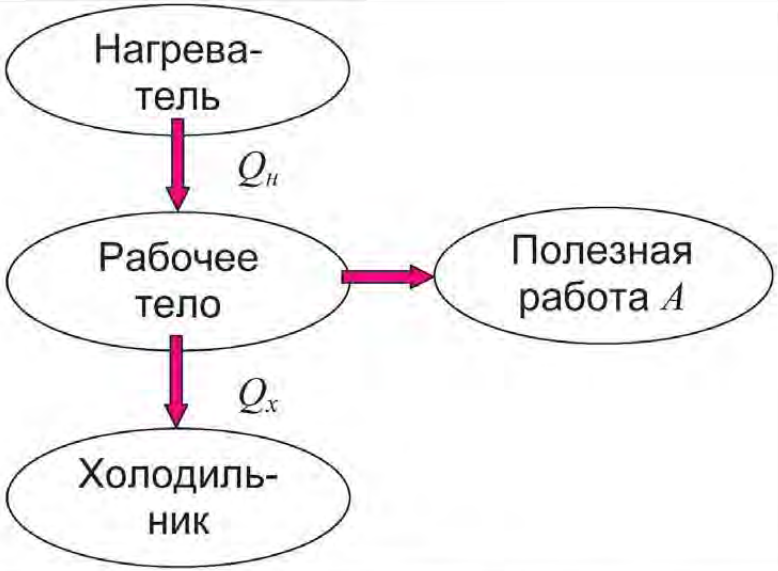
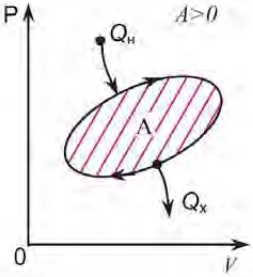
Часто при решении задач удобно записывать его следующим образом:

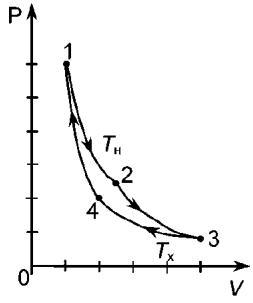
$$Q_{отд} = Q_{пол},$$

где $Q_{отд}$ – теплота, отданная одними частями системы;

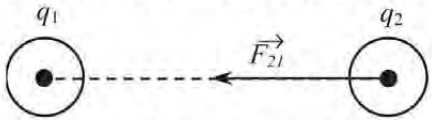
$Q_{пол}$ – теплота, полученная другими частями системы.

Тепловой двигатель

Схема устройства теплового двигателя	
Работа, производимая двигателем за цикл	Любой тепловой двигатель работает по замкнутому циклу. Если изобразить этот цикл в координатах (p, V), то работа, совершенная газом за цикл, равна по величине его площади. Для того чтобы работа, производимая двигателем за цикл, была положительна, процесс должен совершаться по часовой стрелке. 

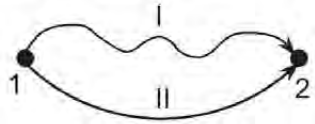
КПД теплового двигателя	$\eta = \frac{A}{Q_н} = \frac{Q_н - Q_х}{Q_н}$, где A – работа, произведенная двигателем за цикл; $Q_н$ – количество теплоты, полученное двигателем от нагревателя за цикл; $Q_х$ – количество теплоты, переданное двигателем холодильнику за цикл. Часто КПД выражают в процентах: $\eta = \frac{A}{Q_н} \cdot 100\%$; $\eta = \frac{Q_н - Q_х}{Q_н} \cdot 100\%$.
Цикл Карно	Н.Карно рассмотрел цикл из двух изотерм $\begin{pmatrix} 1 \to 2 \\ 3 \to 4 \end{pmatrix}$ и двух адиабат $\begin{pmatrix} 2 \to 3 \\ 4 \to 1 \end{pmatrix}$. Это единственный цикл, который можно осуществить как в прямом, так и в обратном направлении. 
КПД цикла Карно	Только для цикла Карно КПД определяется выражением $\eta = \frac{T_н - T_х}{T_н}$. Для всех других циклов $\eta < \frac{T_н - T_х}{T_н}$.
Обратный цикл Карно	Для осуществления цикла Карно в обратном направлении сторонние силы должны совершать над газом работу $A' > 0$.

Основные понятия электростатики

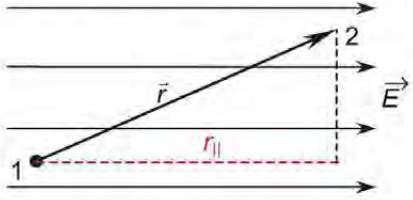
Закон сохранения электрического заряда	В замкнутой системе алгебраическая сумма зарядов всех частиц остается неизменной: $q_1 + q_2 + ... + q_N = \text{const}$.
Точечные электрические заряды	Точечными электрическими зарядами называются заряженные тела, размеры которых пренебрежительно малы по сравнению с расстоянием между ними.
Закон Кулона	Сила взаимодействия в вакууме двух неподвижных точечных зарядов прямо пропорциональна произведению их модулей и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними: $F = k\frac{\lvert q_1\rvert \cdot \lvert q_2\rvert}{r^2}$, где $k = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ – коэффициент пропорциональности в законе Кулона; $k = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}$, ε_0 – электрическая постоянная, $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. Одноименные заряды отталкиваются, разноименные – притягиваются. Взаимодействие двух неподвижных зарядов осуществляется через электростатическое поле: поле, созданное первым зарядом, действует на второй заряд и наоборот.
Силы Кулона являются центральными	Силы Кулона направлены вдоль прямой, соединяющей центры зарядов.  На рисунке показана сила $\vec{F}_{21}$, действующая на заряд q_2 со стороны заряда q_1.

Напряженность электрического поля	Вектор напряженности электрического поля является его *силовой характеристикой.* Он равен отношению силы $\vec{F}$, действующей со стороны электрического поля на неподвижный точечный заряд, помещенный в рассматриваемую точку поля, к величине этого заряда q: $\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$.
Однородное электрическое поле	Электрическое поле, напряженность которого одинакова во всех точках пространства, называется однородным.
Напряженность поля точечного заряда	Из закона Кулона следует, что модуль напряженности поля неподвижного точечного заряда на расстоянии r от него равен $$\left\|\vec{E}\right\| = k\frac{q}{r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{r^2}.$$
Линии напряженности электрического поля (силовые линии электрического поля)	Линии напряженности используются для того, чтобы наглядно изобразить электрическое поле. Условились, что: а) касательная к линии напряженности в каждой точке совпадает с вектором напряженности в этой точке; б) число линий напряженности, проходящих через единицу площади поверхности пропорционально модулю напряженности в точках данной поверхности; в) стрелки на линиях указывают, в какую сторону направлен вектор напряженности электрического поля, касательный к данной линии.
Картина силовых линий электростатического поля	Линии напряженности электростатического поля не замкнуты. Они начинаются на положительных зарядах или в бесконечности, и заканчиваются на отрицательных зарядах или в бесконечности (на бесконечно далеких отрицательных зарядах).

“Источники” и “стоки” электростатического поля	Это могут быть как свободные заряды, так и связанные заряды в диэлектрике. Таким образом, все положительные заряды являются “источниками” электростатического поля, а все отрицательные “стоками”. а) Картина силовых линий однородного электрического поля. б) Картина силовых линий положительного точечного заряда q_1. в) Картина силовых линий отрицательного точечного заряда q_2; $\lvert q_2\rvert = q_1$.

Принцип суперпозиции для напряженности электрического поля	Напряженность электрического поля $\vec{E}$ системы зарядов равна векторной сумме напряженностей полей каждого из зарядов в отдельности: $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + ... + \vec{E}_N$.
Электростатическое поле потенциально	Электростатическое поле *потенциально*: работа сил поля A_{12} при перемещении заряда Q из точки 1 в точку 2 не зависит от формы пути, а определяется только положением этих точек. $A_{I12} = A_{II12}$. 
Разность потенциалов в электростатическом поле	Разностью потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ между точками (1) и (2) называется отношение работы сил поля при перемещении пробного заряда между точками (1) и (2) к величине этого заряда $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_{\text{поля}}}{q}$.
Неоднозначность в определении потенциала	Значение потенциала может быть определено только с точностью до произвольной постоянной. Если потенциалу какой-либо произвольной точки приписать значение φ_0, то потенциал всех прочих точек поля определяется однозначно.
Потенциал поля точечного заряда	Для точечного заряда $\varphi = k\frac{q}{r} + C$, причем обычно полагают $\varphi = 0$ при $R \to \infty$, тогда $C = 0$.

Принцип суперпозиции для потенциала электростатического поля	При наложении электростатических полей их потенциалы складываются: $$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \ldots + \varphi_N .$$ При этом необходимо, чтобы точка, в которой значение φ принято за 0, была одной и той же для всех полей.
Потенциальная энергия заряда в электростатическом поле	Потенциальная энергия $W_п$ заряда q, находящегося в данной точке поля, равна $W_п = q \cdot \varphi$. Таким образом, потенциал электростатического поля – его *энергетическая характеристика*. Понятно, что $W_п$ тоже может быть определена только с точностью до постоянной.
Работа сил поля по перемещению заряда	Работа сил электростатического поля A при перемещении заряда q из точки 1 в точку 2 $A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = W_{п1} - W_{п2}$. Таким образом, потенциал в какой-либо точке электростатического поля численно равен работе, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного заряда из этой точки поля в ту точку, где значение потенциала принято равным нулю.
Энергия взаимодействия системы зарядов	$$W_п = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{N} q_i \varphi_i$$ N – число зарядов; φ_i – потенциал, создаваемый всеми зарядами, кроме q_i в точке, где находится заряд q_i. Множитель $\frac{1}{2}$ необходим для того, чтобы не учитывать дважды действие первого заряда на второй и действие второго заряда на первый.

Связь напряженности и потенциала для однородного электростатического поля	Связь $\vec{E}$ и φ сложна математически, и потому не может обсуждаться нами. Заметим, что напряженность электростатического поля направлена в сторону наибыстрейшего убывания потенциала. Остановимся на самом простом случае однородного электростатического поля. Для него справедливо равенство $\varphi_1 - \varphi_2 = \lvert\vec{E}\rvert \cdot r_{\parallel}$, где $r_{\parallel}$ – проекция вектора перемещения из точки 1 в точку 2 на направление вектора напряженности электрического поля. 

Напряженность и потенциал электрического поля проводящей сферы или шара

Если проводящей сфере или шару радиусом R сообщить заряд q, то носители заряда, стремясь максимально оттолкнуться друг от друга, равномерно распределятся по поверхности сферы или шара. При этом окажется, что: 1) для $r>R$ $\lvert\vec{E}\rvert(r) = k\frac{q}{r^2}$, $\varphi(r) = k\frac{q}{r}$, то есть совпадают с полем и потенциалом точечного заряда q, помещенного в центр сферы.

2) для $r<R$ $E(r) = 0$, $\varphi(r) = k\frac{q}{R}$, то есть потенциал внутри проводящей сферы или шара равен потенциалу поверхности (рис. а и б). Картина силовых линий электростатического поля, которое создает заряженный проводящий шар (или сфера) радиусом R (рис. в).

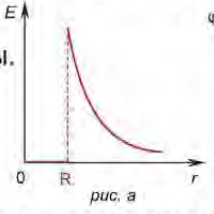


рис. а

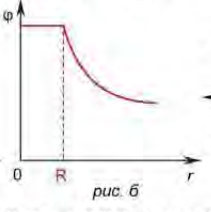


рис. б

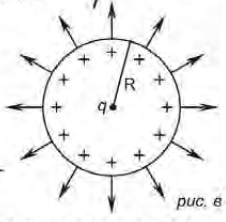
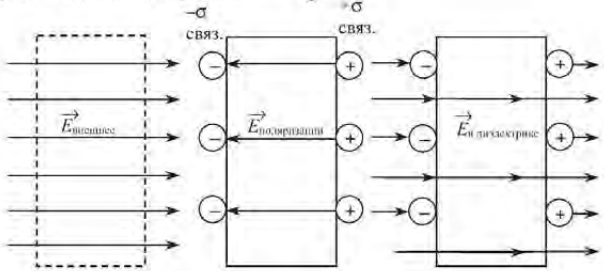


рис. в

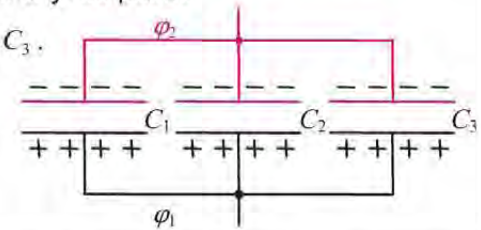
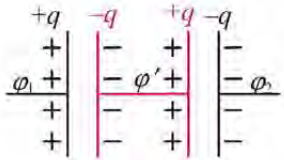
Диэлектрики в электростатическом поле

Поляризация диэлектрика	Смещение положительных и отрицательных зарядов диэлектрика в противоположные стороны называют поляризацией.
Связанные заряды	Некомпенсированные заряды, появляющиеся в результате поляризации диэлектрика, называют связанными. Свобода перемещения таких зарядов ограничена. Они могут смещаться лишь внутри электрически нейтральных молекул.
Электрическое поле в диэлектрике	Если диэлектрик поместить во внешнее электростатическое поле, то связанные заряды создадут внутри диэлектрика поле поляризации, направленное против напряженности внешнего электростатического поля. $\vec{E}_{\text{в диэлектрике}} = \vec{E}_{\text{внешнее}} + \vec{E}_{\text{поляризации}}$. Суммарное поле внутри диэлектрика окажется по абсолютной величине меньше внешнего электростатического поля $\vec{E}_{\text{в диэлектрике}} = \vec{E}_{\text{внешнее}} + \vec{E}_{\text{поляризации}} = \frac{\vec{E}_{\text{внешнее}}}{\varepsilon}$. 

Диэлектрическая проницаемость среды	Диэлектрическая проницаемость среды показывает, во сколько раз напряженность электрического поля внутри диэлектрика меньше, чем за его пределами: $$E_{\text{в диэлектрике}} = \frac{E_{\text{внешнее}}}{\varepsilon}.$$
Точечный заряд внутри диэлектрика	Напряженность электростатического поля, которое возникает в диэлектрике, если в него поместить точечный заряд q, дается выражением $$E_{\text{диэл.}} = k\frac{q}{\varepsilon r^2} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{q}{\varepsilon r^2}.$$
Разность потенциалов между двумя точками диэлектрика во внешнем электрическом поле	Если область пространства, в которой действует электростатическое поле, заполнить диэлектриком, то для двух точек внутри диэлектрика разность потенциалов уменьшится в ε раз: $$\Delta\varphi_{\text{в диэл.}} = \frac{\Delta\varphi_{\text{в вакууме}}}{\varepsilon}.$$

Электрическая емкость. Конденсаторы

Электрическая емкость уединенного проводника	Емкость уединенного проводника при условии, что на бесконечности значение потенциала выбрано равным нулю: $C = \frac{q}{\varphi}$, где q – заряд проводника; φ – потенциал этого проводника.
Конденсатор	Конденсатором называют систему проводников, емкость которой не зависит от внешних электрических полей. Простые конденсаторы состоят из двух металлических обкладок, разделенных слоем диэлектрика. Заряды на поверхностях обкладок равны по величине и противоположны по знаку.
Электрическая емкость конденсатора	Обозначим через q модуль заряда на обкладках конденсатора, а через U – разность потенциалов между ними, тогда $q = C \cdot U$. Постоянная C называется емкостью конденсатора. Она зависит от его геометрических размеров и диэлектрической проницаемости вещества между обкладками.
Электрическая емкость плоского конденсатора	Для плоского конденсатора $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$, где S – площадь пластин конденсатора; d – расстояние между ними; ε – диэлектрическая проницаемость вещества, заполняющего пространство между обкладками.

Соединение конденсаторов в батарею	При параллельном соединении потенциалы соединенных между собой обкладок конденсатора одинаковы, поэтому разности потенциалов между обкладками всех конденсаторов одинаковы, а заряды на обкладках складываются. Емкость батареи в этом случае равна
а) параллельное	$C = \frac{q_1 + q_2 + q_3}{\varphi_1 - \varphi_2} = C_1 + C_2 + C_3$. 
б) последовательное	При последовательном соединении средние пластины соединены между собой и изолированы от внешних источников напряжения. Когда на батарею конденсаторов подается разность потенциалов, электрически нейтральная средняя часть батареи электризуется через влияние, поэтому заряды на средних обкладках равны по величине и противоположны по знаку, следовательно, заряды на конденсаторах одинаковы и равны q. Разности потенциалов складываются: $\varphi_1 - \varphi_2 = (\varphi_1 - \varphi') + (\varphi' - \varphi_2)$. Заметим, что $C_1 = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi'}$, $C_2 = \frac{q}{\varphi' - \varphi_2}$, следовательно, $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$. 

Энергия заряженного конденсатора	$W = \frac{qU}{2} = \frac{CU^2}{2} = \frac{q^2}{2C}$.
За счет чего изменяется энергия конденсатора?	1. Если при изменении параметров конденсатора (S, d, ε) он *отключен* от источника напряжения, то *заряд* на обкладках конденсатора остается неизменным. В этом случае механическая работа сторонних сил равна приращению энергии конденсатора: $A_{\text{стор.}} = \Delta W$. 2. Если же конденсатор *подключен* к источнику напряжения, то *напряжение* на конденсаторе остается неизменным. В этом случае приращение энергии конденсатора происходит за счет механической работы, совершаемой внешними силами, и за счет работы источника: $\Delta W = A_{\text{стор.}} + A_{\text{ист.}}$, где $A_{\text{ист.}} = \Delta q \cdot U$; Δq – изменение заряда на каждой из обкладок конденсатора; U – напряжение на конденсаторе.

Постоянный электрический ток

Электрический ток		Электрическим током называют всякое упорядоченное движение электрических зарядов
Сила тока		Силой тока проводимости называется физическая величина, равная пределу отношения заряда Δq, переносимого через поперечное сечение проводника за малый промежуток времени Δt, при условии, что Δt стремится к нулю: $$I = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$
Направление электрического тока		За направление электрического тока принято выбирать направление упорядоченного движения положительных электрических зарядов.
Плотность электрического тока	j	Рассмотрим простейший случай, когда все носители тока одинаковы (например, электроны в металлах). В этом случае плотность электрического тока j равна: $$j = \frac{I}{S} = \lvert q \rvert n \overline{\upsilon}, \text{ где}$$ $\lvert q \rvert$ – модуль заряда носителей тока; n – концентрация носителей тока; $\overline{\upsilon}$ – средняя скорость направленного движения носителей тока.
Закон Ома для участка цепи		$$I = \frac{U}{R}, \text{ где}$$ I – сила тока, протекающего по однородному проводнику; U – разность потенциалов на его концах; R – электрическое сопротивление проводника.

Сопротивление однородного проводника	Сопротивление однородного цилиндрического проводника $R = \rho \cdot \frac{l}{S}$, где l – длина проводника; S – площадь его поперечного сечения; ρ – удельное электрическое сопротивление.
Соединение проводников	При последовательном соединении проводников ток не разветвляется. Сила тока в каждом из проводников одинакова:
а) последовательное	$I = I_1 = I_2$. (1) Напряжение на участке цепи равно сумме напряжений на каждом из элементов: $U = U_1 + U_2$. (2) Согласно закону Ома, из (1) и (2) находим: $R = R_1 + R_2$.
б) параллельное	При параллельном соединении проводников электрический ток разветвляется: $I = I_1 + I_2$. (1) Напряжение на соединенных параллельно элементах схемы одно и то же $U = U_1 = U_2$. (2) Из (1) и (2) находим: $\frac{I}{U} = \frac{I_1}{U_1} + \frac{I_2}{U_2}$, что, согласно закону Ома, означает: $\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$.

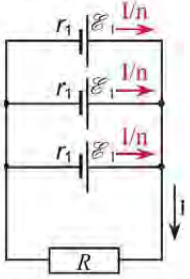
Электродвижущая сила (ЭДС)	Электродвижущая сила (ЭДС) источника тока равна отношению работы сторонних сил по перемещению заряда q внутри источника тока к величине этого заряда. $\mathscr{E} = \frac{A_{стор}}{q}$
Закон Ома для замкнутой цепи	$I = \frac{\mathscr{E}}{R+r}$, где $\mathscr{E}$ – ЭДС источника тока; r – внутреннее сопротивление источника тока; R – сопротивление внешней цепи.

Соединение элементов в батарею

Пусть в нашем распоряжении имеются n одинаковых элементов. Обозначим ЭДС каждого из них через $\mathscr{E}$, а внутреннее сопротивление – через r_1.

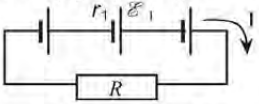
а) соединим n элементов параллельно и замкнем на внешнюю нагрузку сопротивлением R. Из соображений симметрии ясно, что ток, протекающий через каждый источник, в n раз меньше тока I, проходящего через сопротивление R, следовательно,

$$\mathscr{E} = \frac{I}{n} r_1 + IR; \quad I = \frac{\mathscr{E}}{R + \frac{r_1}{n}}.$$



Полученное выражение для силы тока через нагрузку говорит о том, что при параллельном соединении n элементов в батарею суммарная ЭДС батареи будет равна ЭДС одного источника $\mathscr{E}_\Sigma = \mathscr{E}_1$, а суммарное сопротивление батареи будет в n раз меньше сопротивления одного источника $r_\Sigma = \frac{r_1}{n}$. Заметим, что при $r \gg R$ такое соединение источников позволяет увеличить силу тока в n раз по сравнению с током I_0, создаваемым одним источником: $I_0 = \frac{\mathscr{E}_1}{R + r_1}$; $I \approx nI_0$.

б) соединим n элементов последовательно и замкнем не внешнюю нагрузку сопротивлением R.



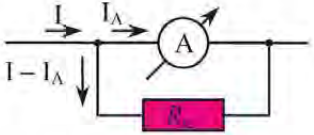
Для полученной цепи ток через нагрузку $I = \dfrac{n \cdot \mathscr{E}_1}{R + n \cdot r_1}$.

При последовательном соединении n элементов в батарею ЭДС возрастает в n раз, но и внутреннее сопротивление батареи в n раз превышает сопротивление одного источника $\mathscr{E}_\Sigma = n\mathscr{E}_1$; $r_\Sigma = nr_1$.

Такое соединение источников при R >> r позволяет увеличить силу тока в n раз по сравнению с током I_0, создаваемым одим источником: $I = \dfrac{\mathscr{E}_1}{\dfrac{R}{n} + r_1}$; $I_0 = \dfrac{\mathscr{E}_1}{R + r_1}$; $I \approx nI_0$.

Шунтирование амперметра и подбор добавочного сопротивления к вольтметру

Если предельный ток, на измерение которого рассчитан амперметр, равен I_A, а ток, который нужно измерить, равен I ($I > I_A$), то параллельно амперметру подключают сопротивление $R_ш$, называемое шунтом.

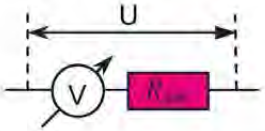


$I_A r_A = (I - I_A) R_ш$, где r_A – сопротивление амперметра.

Цена деления амперметра при этом возрастает в K раз

$K = \dfrac{I}{I_A} = \dfrac{R_ш}{r_A} + 1$.

Если необходимо расширить предел измерения вольтметра от U_V, до U, то, подсоединяя к нему последовательно добавочное сопротивление $R_{доб}$,



получим $\dfrac{U_V}{r_V} = \dfrac{U - U_V}{R_{доб}}$, где r_V – сопротивление вольтметра.

Цена деления возрастет в K раз. $K = \dfrac{U}{U_V} = \dfrac{R_{доб}}{r_V} + 1$.

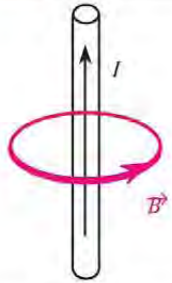
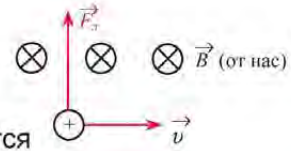
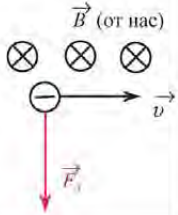
Законы электролиза Фарадея

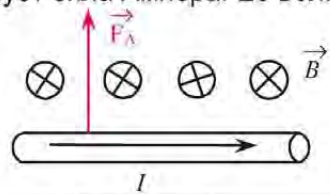
Явление электролиза	Явление электролиза заключается в том, что при протекании электрического тока в электролитах на электродах происходит выделение составных частей растворенных веществ.
I закон Фарадея	*Масса вещества m, выделившегося на электроде, прямо пропорциональна электрическому заряду q, прошедшему через электролит:* $m = kq = kIt$. Коэффициент k называется *электрохимическим эквивалентом* вещества.
Химический эквивалент вещества	Химический эквивалент вещества $X = \frac{1}{F} \cdot \frac{\mu}{Z}$, где μ – молярная масса вещества; Z – валентность его ионов; F – постоянная Фарадея, $F = 9{,}65 \cdot 10^4$ Кл/моль.
II закон Фарадея	*Электрохимические эквиваленты различных веществ относятся как их химические эквиваленты* $\frac{k_2}{k_1} = \frac{X_2}{X_1}$.
III объединенный закон Фарадея	$m = \frac{1}{F} \cdot \frac{\mu}{z} \cdot q = \frac{1}{F} \cdot \frac{\mu}{z} \cdot I\Delta t.$

Электрическая мощность. Закон Джоуля-Ленца

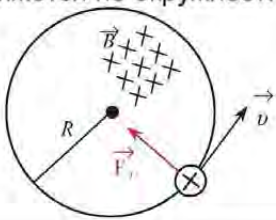
Электрическая мощность, выделяющаяся на участке цепи	При протекании тока I по участку, сопротивлением R, к концам которого приложено напряжение U, выделяется мощность P: $P = I \cdot U = \frac{U^2}{R} = I^2 R$.
Электрическая мощность, выделяющаяся в замкнутой цепи	Полная электрическая мощность, выделяющаяся в замкнутой цепи, содержащей $\mathscr{E}$: $P = I \cdot \mathscr{E}$.
Закон Джоуля-Ленца для цепи постоянного тока	При протекании тока I по участку цепи сопротивлением за время Δt выделяется количество теплоты $Q = I^2 R\Delta t$. .

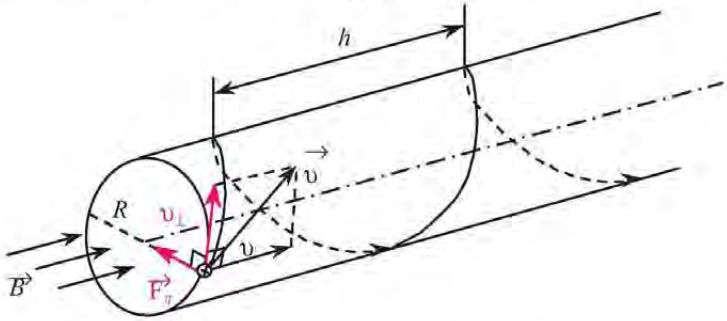
Магнитное поле. Сила Лоренца. Сила Ампера

Вектор магнитной индукции	Вектор магнитной индукции $\vec{B}$ является *силовой характеристикой* магнитного поля. Электрический ток создает в пространстве вокруг себя магнитное поле. Направление вектора индукции поля $\vec{B}$ и силы тока I связаны *«правилом правого винта» (буравчика).* 
Линии магнитной индукции (силовые линии магнитного поля)	Линии магнитной индукции используют для того, чтобы наглядно изобразить магнитное поле. Условились, что: а) касательная к линям индукции в каждой точке направлена так же, как вектор индукции в этой точке; б) число линий индукции, проходящих через единицу поверхности, пропорционально модулю индукции в точках данной поверхности; в) стрелки на линиях указывают, в какую сторону направлен вектор магнитной индукции, касательный к данной линии.
Сила Лоренца	На частицу, имеющую заряд q и движущуюся со скоростью $\vec{v}$ в магнитном поле с индукцией $\vec{B}$, действует сила Лоренца. Ее величина $\left\|\vec{F}_Л\right\| = \|q\| \cdot \|\vec{v}\| \cdot \left\|\vec{B}\right\| \cdot \sin\left(\widehat{\vec{v},\vec{B}}\right)$, (1) а направление определяется *по правилу «левой руки».*  

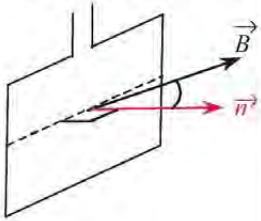
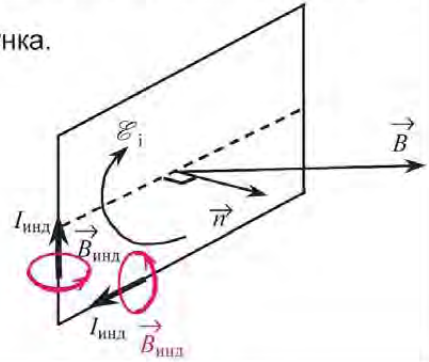
	Если заряженная частица движется в области, где есть не только магнитное поле, но и электрическое поле, то суммарная сила, действующая на частицу, определяется выражением: $\vec{F} = q\vec{E} + \vec{F}_{магн}$. (2) Часто силой Лоренца называют именно эту, полную силу, действующую на частицу со стороны электромагнитного поля. Тогда второе слагаемое в выражении (2): $F_{магн} = q \cdot \lvert\vec{\upsilon}\rvert \cdot \lvert\vec{B}\rvert \cdot \sin\left(\widehat{\vec{\upsilon}, \vec{B}}\right)$ называют «магнитной частью силы Лоренца».
Сила Ампера	На прямой проводник длиной l, по которому течет ток силой I, в магнитном поле с индукцией $\vec{B}$ действует сила Ампера. Ее величина $\lvert F_A\rvert = IlB \cdot sin\left(\widehat{I, \vec{B}}\right)$, а направление определяется по *«правилу левой руки»*. 

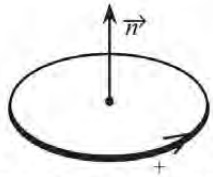
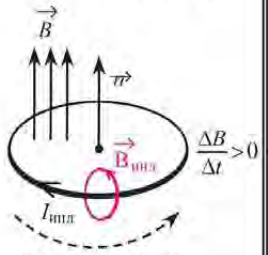
Траектория частицы в однородном магнитном поле

1. Если частица влетает в поле перпендикулярно силовым линиям	Сила Лоренца сообщает частице ускорение, направленное под прямым углом к ее скорости. Частица движется по окружности. $F_{\perp} = ma_{цс}$; $qvB = m\frac{v^2}{R}$. Радиус этой окружности $R = \frac{mv}{qB}$. 

2. Если частица влетает в магнитное поле под углом α к силовым линиям	Разложим скорость частицы на две компоненты: направленную перпендикулярно полю $\upsilon_\perp$ и направленную вдоль поля $\upsilon_\parallel$. Первая компонента $\upsilon_\perp = \upsilon \cdot \sin\alpha$ входит в выражения для центростремительного ускорения частицы и для силы Лоренца, действующей на нее, поэтому $\upsilon_\perp$ определяет *радиус винтовой линии* ***R***, по которой движется частица. $ma_{цс} = F_Л$; $\frac{m\upsilon_\perp^2}{R} = \lvert q\rvert \upsilon_\perp B$; $R = \frac{m\upsilon_\perp}{\lvert q\rvert B} = \frac{m\upsilon\sin\alpha}{\lvert q\rvert B}$.  Вторая компонента $\upsilon_\parallel = \upsilon\cos\alpha$ – скорость поступательного движения частицы вдоль силовой линии. Для того чтобы вычислить шаг винтовой линии h, необходимо знать время T, за которое частица совершает один оборот $T = \frac{2\pi R}{\upsilon_\perp} = \frac{2\pi m}{\lvert q\rvert B}$. *Шаг винтовой линии* $h = \upsilon_\parallel T = \upsilon\cos\alpha \frac{2\pi m}{\lvert q\rvert B}$.

Электромагнитная индукция

Поток вектора магнитной индукции (магнитный поток)	Поток вектора магнитной индукции Φ однородного магнитного поля с индукцией $\vec{B}$ через плоскую поверхность площадью S равен $\Phi = B \cdot S \cdot \cos\left(\widehat{\vec{n}, \vec{B}}\right)$, где $\vec{n}$ - направление нормали к поверхности (выбирается произвольно). 
Правило Ленца	*ЭДС индукции имеет такой знак, чтобы магнитный поток индукционного тока препятствовал изменению магнитного потока, вызывающего ЭДС индукции.* Поясним это с помощью рисунка. Пусть, например, величина индукции внешнего поля $\vec{B}$ возрастает, тогда индукционный ток будет направлен по часовой стрелке и внутри контура вектор индукционного тока $\vec{B}_{инд}$ будет направлен навстречу $\vec{B}$. 

Закон электромагнитной индукции	$$\mathscr{E}_i = -\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$$ а) Для замкнутого проводящего контура $\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$ - скорость изменения магнитного потока, через поверхность охваченную контуром. б) Для проводника, движущегося в магнитном поле $\lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$ – скорость изменения магнитного потока через поверхность, описываемую проводником при движении.
Что показывает знак «минус» в законе электромагнитной индукции?	Поясним смысл знака «минус» в законе. Мы уже выбрали (произвольно) направление нормали к контуру, а значит, и положительное направление магнитного потока. Принято связывать направление нормали и положительное направление обхода контура= =положительное направление тока= =положительное направление ЭДС по правилу правого винта. Теперь допустим, что приращение потока происходит в положительном направлении. (Например, вектор магнитной индукции $\vec{B}$ направлен вдоль нормали и возрастает $\frac{\Delta B}{\Delta t} > 0$). Определим в соответствии с правилом Ленца направление индукционного тока. Он течет в «отрицательном» направлении. Таким образом, *знак «минус» отражает правило Ленца при существующей системе выбора положительного направления обхода контура относительно направления нормали.* (Выбор положительного направления обхода контура по правилу левого винта автоматически привел бы к перемене минуса на плюс).  

Самоиндукция	Самоиндукцией называется возникновение ЭДС индукции в контуре при изменении в нем электрического тока.
ЭДС самоиндукции	$\mathscr{E}_s = -\lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}$, $\mathscr{E}_s = -L \lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta I}{\Delta t}$.
Индуктивность контура	Величина $L = \frac{\Phi}{I}$ называется индуктивностью контура или коэффициентом самоиндукции. Здесь Φ – магнитный поток через контур, создаваемый током силой I, протекающим в этом контуре.
Энергия магнитного поля тока	Энергия магнитного поля тока силой I в контуре с индуктивностью L определяется выражением $W = \frac{LI^2}{2}$.

Механические гармонические колебания

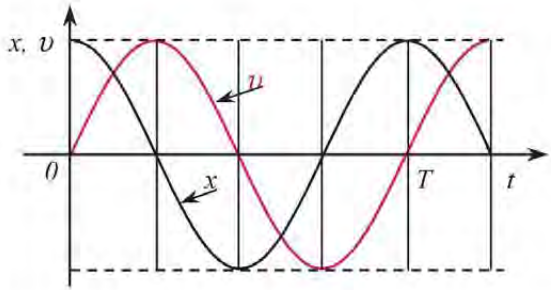
Основные понятия теории механических гармонических колебаний

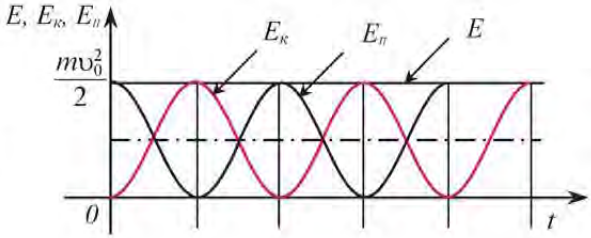
Гармонические колебания		Периодические изменения физической величины в зависимости от времени, происходящие по закону синуса или косинуса, называются гармоническими колебаниями.
Уравнение гармонических колебаний		$x = x_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$
Амплитуда гармонических колебаний	x_0	Амплитудой гармонических колебаний называется модуль наибольшего смещения тела от положения равновесия.
Период колебаний	T	Минимальный промежуток времени T, через который движение тела полностью повторяется, называется периодом его колебаний.
Частота колебаний	ν	Число колебаний в единицу времени называется частотой колебаний: $\nu = \frac{1}{T}$.
Циклическая частота	ω	Величина $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ называется циклической или круговой частотой. Это число колебаний тела за 2π секунд. Частоту свободных колебаний называют собственной частотой.
Фаза колебаний	φ	Величину $\varphi = \omega t + \varphi_0$, стоящую под аргументом косинуса или синуса, называют фазой колебаний.
Начальная фаза	φ_0	Величина φ_0, определяющая, каким было значение синуса или косинуса в момент времени $t=0$, называется начальной фазой колебаний.

Свободные механические гармонические колебания

Зависимость координаты точки от времени	Для точки, совершающей прямолинейные гармонические колебания вдоль оси OX, около положения равновесия, принятого за начало координат, координата x зависит от времени по закону $x(t)=x_0\cos(\omega t+\varphi_0)$, где x_0 – амплитуда колебания; $\varphi=\omega t+\varphi_0$ – фаза колебания; φ_0 – начальная фаза (определяет значение фазы в момент времени $t=0$); ω – циклическая частота; $\omega=\frac{2\pi}{T}$, где T – период колебания.
Зависимость проекции скорости точки на ось OX от времени	Проекция скорости точки на ось OX изменяется по закону $\upsilon_x(t)=x_t'=-x\omega\sin(\omega t+\varphi_0)=-\upsilon_0\sin(\omega t+\varphi_0)$, $\upsilon_0=x_0\omega$ – амплитуда колебания скорости.
Зависимость проекции импульса точки на ось OX от времени	$p_x(t)=m\cdot\upsilon_x(t)$
Зависимость проекции ускорения точки на ось OX от времени	$a_x(t)=(\upsilon_x)'_t=x_t''=-x_0\omega^2\cos(\omega t+\varphi_0)=-a_0\cos(\omega t+\varphi_0)$ Обратите внимание! Мы получили, что $a_x(t)=-\omega^2\cdot x(t)$. Это уравнение называют уравнением гармонического осциллятора.
Кинетическая энергия колебаний	$E_к=\frac{m\upsilon^2}{2}=\frac{m\upsilon_0^2}{2}\sin^2(\omega t+\varphi_0)=\frac{m\upsilon_0^2}{4}(1-\cos(\omega t+\varphi_0))=$ $=\frac{m\upsilon_0^2}{4}(1+\cos(2\omega t+2\varphi_0+\pi))$.

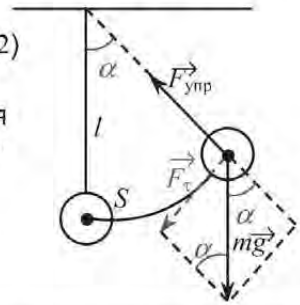
Потенциальная энергия материальной точки, совершающей гармонические колебания	Потенциальная энергия также изменяется по гармоническому закону с циклической частотой 2ω, но со сдвигом фаз на π относительно кинетической. $$E_п = \frac{m\upsilon_0^2}{4}\cos^2(\omega t + \varphi_0) = \frac{m\upsilon_0^2}{4}(1 + \cos(2\omega t + 2\varphi_0))$$
Полная механическая энергия материальной точки, совершающей гармонические колебания	$E = E_к + E_п = \frac{m\upsilon_0^2}{2} = \frac{m\omega^2 x_0^2}{2} = \text{const}$, остается неизменной с течением времени.





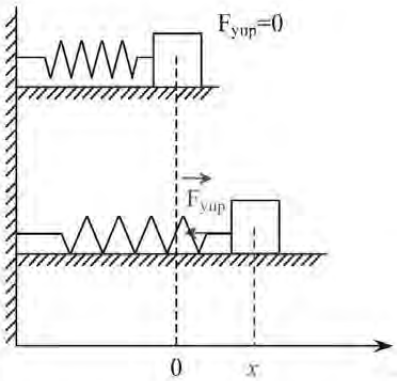
Математический маятник

Что называют математическим маятником	Математический маятник – материальная точка массой m, которая подвешена на невесомой и нерастяжимой нити длиной l и совершает колебания в вертикальной плоскости под действием силы тяжести.

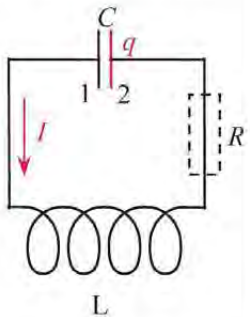
Уравнение движения математического маятника в инерциальной системе отсчета	Величина силы, возвращающей маятник к положению равновесия $F_\tau = ma_\tau = -mg\sin\alpha$ (1), где a_τ – тангенциальное ускорение маятника. При малых углах α можно принять $\sin\alpha \approx \alpha$. (2) Длина дуги S, на которую маятник отклонен от положения равновесия при малых углах α, определяется выражением $S = \alpha \cdot l$. (3) Подставим (3) и (2) в (1): $S'' = a_\tau = -\frac{gS}{l}$. (4) 
Решение уравнения движения математического маятника в ИСО	Решение уравнения (4) имеет вид: $S = S_0\cos(\omega t + \varphi_0)$, где φ_0 – начальная фаза. Она определяет, каким было отклонение маятника от положения равновесия в момент времени $t=0$.
Циклическая частота колебаний математического маятника в ИСО	$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$
Период колебаний математического маятника в ИСО	$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$
Уравнение движения математического маятника в НСО	При описании колебаний в НСО в уравнение (1) вместо g необходимо подставить, $g^* = \frac{F_н}{m}$, где $F_н$ – сила натяжения нити маятника в положении, которое он занимает при отсутствии колебаний. $S_t'' = a_\tau = -\frac{g^* S}{l}$

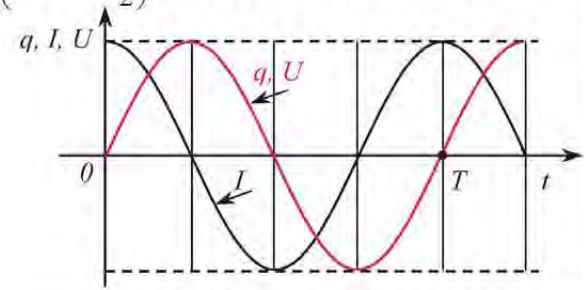
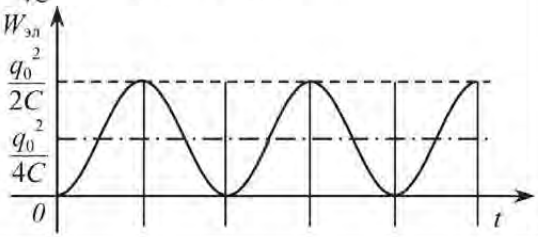
Решение уравнения движения математического маятника в НСО	Решение уравнения движения математического маятника в НСО имеет вид $S = S_0 \cos(\omega^* t + \varphi_0)$.
Циклическая частота колебаний математического маятника в НСО	$\omega^* = \sqrt{\frac{g^*}{l}}$
Период колебаний математического маятника в НСО	$T^* = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g^*}}$

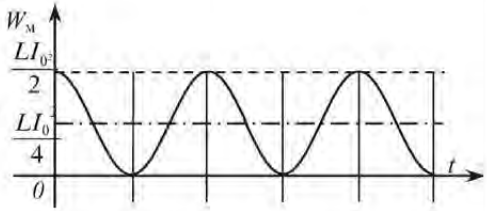
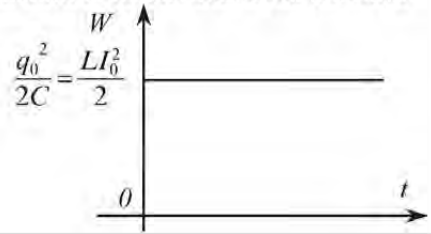
Пружинный маятник

Пружинный маятник	Пружинный маятник представляет собой груз массой m, подвешенный на абсолютно упругой пружине с коэффициентом жесткости k.	
Уравнение движения упругого маятника	Считая отклонения маятника от положения равновесия малыми, будем определять величину возвращающей силы по закону Гука: $F_{x\text{упр.}} = -kx$, тогда $ma_x = -kx$, $x'' = a_x = -\frac{k}{m}x$.	
Его решение	Решение уравнения движения пружинного маятника имеет вид $x = x_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$.	
Циклическая частота колебаний пружинного маятника	$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$	
Период колебаний пружинного маятника	$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$	

Свободные электромагнитные колебания в контуре с нулевым активным сопротивлением

Колебательный контур	Колебательный контур состоит из конденсатора емкостью C и соединенной с ним последовательно катушки индуктивностью L. В состав контура может входить активное сопротивление, но мы опишем простейшую ситуацию, когда R=0. Выберем произвольно положительное направление обхода контура, например, от обкладки 1 к обкладке 2, тогда: 1) ток в контуре $I = q'_t$, где q – заряд обкладки 2 (именно его мы будем теперь иметь в виду, говоря «заряд на конденсаторе»); 2) в качестве напряжения на конденсаторе нужно рассматривать величину $U = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{q}{C}$ (знаки U и q должны совпадать, так как C>0). 
Уравнение, описывающее свободные электромагнитные колебания в контуре	Если в контуре нет сопротивления, то полная энергия контура остается постоянной во времени $W = \frac{LI^2}{2} + \frac{q^2}{2C}$. Продифференцируем это выражение по времени, учитывая, что $q'_t = I$: $0 = LII' + \frac{qq'}{C}$; $\qquad q'' = -\frac{1}{LC}q$. Решая это уравнение, получим, что заряд конденсатора, напряжение на нем и сила тока в контуре изменяются по гармоническому закону. Например, $q = q_0 \sin(\omega t + \varphi_0)$, тогда $U = \frac{q}{C} = U_0 \sin(\omega t + \varphi_0)$; $\qquad I = q'_t = I_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$.

Циклическая частота свободных электромагнитных колебаний	Циклическая частота колебаний $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.
Период свободных электромагнитных колебаний	Период свободных электромагнитных колебаний в контуре определяется выражением $T = 2\pi\sqrt{LC}$ - формула Томсона.
Сдвиг фаз между током и напряжением в контуре	Заметим, что $I = I_0 \sin\left(\omega t + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}\right)$, то есть ток опережает по фазе напряжение и заряд на $\frac{\pi}{2}$. 
Энергия электрического поля конденсатора	Энергия электрического поля конденсатора зависит от времени по закону $W_{эл} = \frac{q^2}{2C} = \frac{q_0^2}{2C} \cdot \sin^2(\omega t + \varphi_0) = \frac{q_0^2}{4C}(1 - \cos(2\omega t + 2\varphi_0)) =$ $= \frac{q_0^2}{4C}(1 + \cos(2\omega t + \varphi_0 + \pi))$. 

Энергия магнитного поля катушки	Энергия магнитного поля катушки $W_M = \frac{LI^2}{2} = \frac{LI_0^2}{2} \cdot \cos(\omega t + \varphi_0) = \frac{LI_0^2}{2} \cdot (1 + \cos(2\omega t + 2\varphi_0))$. Колебания энергии $W_{эл}$ и W_M происходят с частотой, в 2 раза превышающей частоту колебания заряда и силы тока, и со сдвигом фаз, равным π. 
Полная энергия электромагнитных колебаний в контуре	Их сумма – полная энергия электромагнитных колебаний в контуре W остается неизменной по времени и может быть вычислена по их амплитудным значениям: $W = W_{эл} + W_м = \frac{q_0^2}{2C} = \frac{LI_0^2}{2}$. 

Волны

Волна	Волной называют колебания, распространяющиеся в пространстве с течением времени.

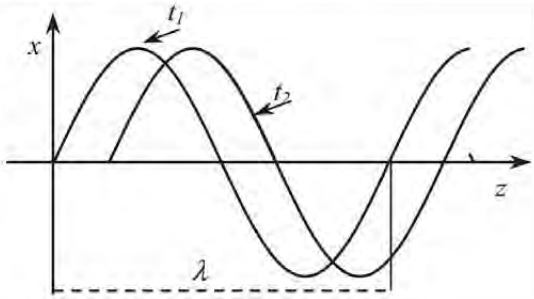
Волны

Поперечные	Продольные	Поверхностные

Синусоидальная (гармоническая) волна	Волна называется синусоидальной, если колебания в ней происходят по гармоническому закону.

Бегущие волны	Бегущие волны переносят энергию в пространстве.
Стоячие волны	Если две бегущие синусоидальные волны имеют одинаковые амплитуды и частоты и распространяются навстречу друг другу, то при их наложении возникает стоячая волна. Стоячие волны не переносят энергию в пространстве.

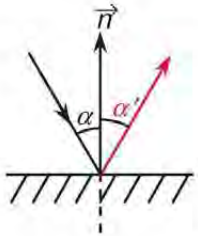
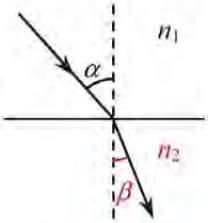
Характеристики бегущих волн

Смещение точек в бегущей волне	Покажем смещение точек в поперечной бегущей волне, распространяющейся в положительном направлении оси Z *в* момент времени t_1 и $t_2 > t_1$. 
Уравнение плоской синусоидальной бегущей волны	Уравнение плоской синусоидальной волны, распространяющейся в положительном направлении оси Z с постоянной скоростью υ: $x = A_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{Z}{\upsilon}\right) + \varphi_0\right)$; A_0 – постоянная амплитуда.
Уравнение сферической синусоидальной бегущей волны	Уравнение сферической синусоидальной волны, распространяющейся с постоянной скоростью υ: $x = \frac{a_0}{r}\sin\left(\omega\left(t - \frac{r}{\upsilon}\right) + \varphi_0\right)$, где r – расстояние от центра волны. Поток энергии, переносимой волной через поверхность сферы ($S = 4\pi R^2$) любого радиуса r одинаков. В то же время этот поток пропорционален квадрату амплитуды волны A^2, поэтому амплитуда сферической волны $A = \frac{a_0}{r}$.

Геометрическая оптика

Световой луч	Лучом называется узкий световой пучок, диаметр которого, однако, значительно превышает длину волны.

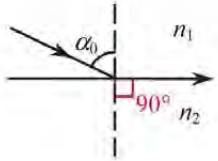
Законы геометрической оптики

Закон прямолинейного распространения света	
Закон отражения света	Угол падения α равен углу отражения α'. $\vec{n}$ – нормаль к поверхности. Падающий луч, луч отраженный и перпендикуляр, восстановленный в точке падения, лежат в одной плоскости. 
Закон преломления света	Угол падения α и угол преломления β связаны равенством: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{n_2}{n_1}$, где n_1 и n_2 – показатели преломления 1-й и 2-й сред (по ходу луча). Падающий луч, луч преломленный и перпендикуляр, восстановленный в точке падения, лежат в одной плоскости. 

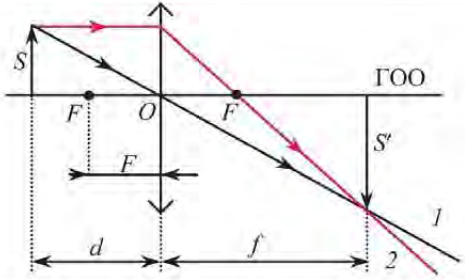
Явление полного внутреннего отражения

Если $n_1 < n_2$ (вторая среда оптически менее плотная), то существует угол α_0, при котором β достигает $90°$, $\sin\alpha_0 = \frac{n_2}{n_1}$.

При углах падения больше α_0 преломление света становится невозможным, и он полностью отражается. Угол α_0 получил название *угла полного внутреннего отражения*.

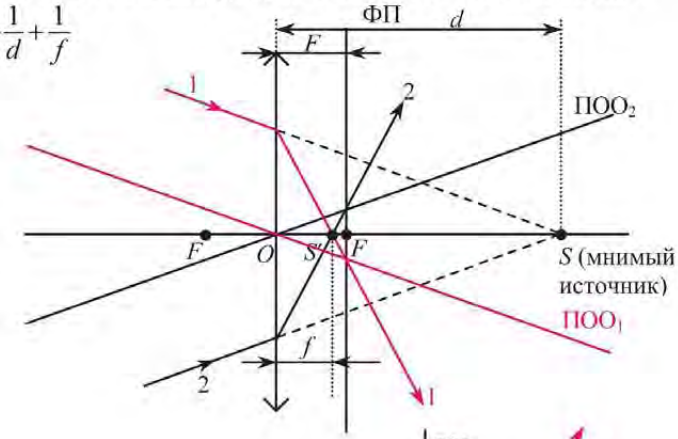


Формула тонкой линзы

Формула тонкой линзы	$\pm\frac{1}{d} \pm \frac{1}{f} = \pm\frac{1}{F}$, где d – расстояние от предмета до линзы; f – расстояние от изображения до линзы; F – фокусное расстояние линзы. Знак плюс перед d и f ставится, если источник (изображение) действительные, знак минус – если мнимые. Знак плюс перед F ставится, если линза собирающая, знак минус – если линза рассеивающая.
Примеры построения изображения в тонкой линзе	а) Собирающая линза, действительный источник, действительное изображение. $\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}$ 

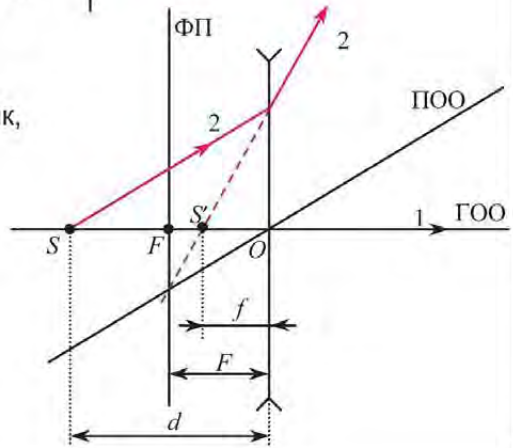
б) Собирающая линза, мнимый источник (сходящийся пучок лучей падает на линзу), действительное изображение.

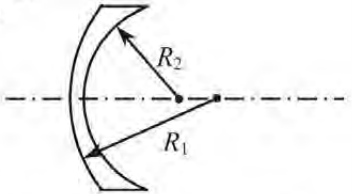
$$\frac{1}{F} = -\frac{1}{d} + \frac{1}{f}$$



в) Рассеивающая линза, действительный источник, мнимое изображение.

$$-\frac{1}{F} = \frac{1}{d} - \frac{1}{f}.$$



Оптическая сила линзы	Оптическая сила линзы $$D=\pm\frac{1}{F}.$$ Знак плюс ставится для собирающей линзы, знак минус – для рассеивающей. Для тонкой линзы справедливо соотношение $D=\left(\frac{n_л}{n_{ср}}-1\right)\left(\pm\frac{1}{R_1}\pm\frac{1}{R_2}\right)$, где $n_л$ – показатель преломления вещества линзы, $n_{ср}$ – показатель преломления среды, в которой эта линза находится, R_1 и R_2 – радиусы кривизны поверхности линзы. Знак плюс ставится для выпуклых поверхностей, знак минус – для вогнутых. Если знак правой части этого уравнения получается положительным, то линза – собирающая ($D>0$), если знак получается отрицательным, то линза рассеивающая ($D<0$). Например, изготовленная из стекла (n=1,5) линза, у которой поверхность с радиусом R_1 выпуклая, а поверхность с радиусом R_2 – вогнутая, причем $R_1>R_2$, в воздухе окажется рассеивающей: $$D=\left(\frac{n_л}{n_{ср}}-1\right)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)<0.$$  Если же поместить ее в среду с показателем преломления $n_{ср}>1,5$, то эта линза станет собирающей.

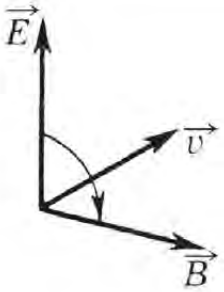
Дуализм природы света

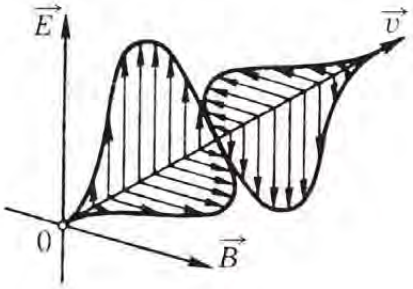
В каких физических явлениях наблюдаются корпускулярные свойства света?	В каких физических явлениях наблюдаются волновые свойства света?
При поглощении и испускании свет ведет себя как поток частиц-фотонов	При распространении света в среде или в вакууме наблюдаются явления: а) интерференции; б) дифракции; в) поляризации; г) дисперсии. Объяснить эти явления можно, рассматривая свет как электромагнитную волну. Волновая теория объясняет также особенности рассеяния света в неоднородной среде.

Волновая оптика

Электромагнитная теория света

Свет представляет собой поперечные электромагнитные волны	
Скорость света в вакууме	$c = 3 \cdot 10^8$ м/с
Скорость света в веществе	$\upsilon = \frac{c}{n}$, где n – показатель преломления вещества. Для немагнитных сред вдали от линий поглощения $n = \sqrt{\varepsilon}$, где ε - диэлектрическая проницаемость среды.
Длина волны света	$\lambda = \upsilon T$, где T – период световой волны.
Частота света	$\nu = \frac{1}{T}$, ν определяет цвет света.

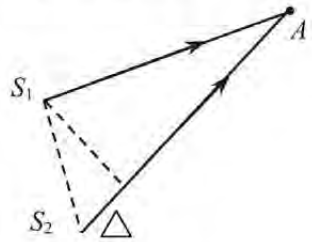




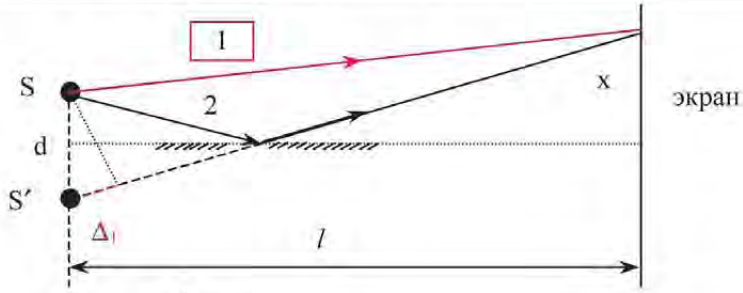
В каких явлениях наблюдается волновая природа света?

Интерференция световых волн	Интерференцией называется сложение двух волн, вследствие которого наблюдается устойчивая во времени картина усиления или ослабления результирующих световых колебаний в различных точках пространства.
Дифракция световых волн	Отклонение от прямолинейного распространения волн в среде с резкими неоднородностями (края экранов, отверстия). Это приводит к огибанию волнами препятствий и проникновению волн в область геометрической тени.
Поляризация световых волн	Свет – поперечная волна. Векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$ перпендикулярны друг другу и скорости распространения волны. В падающем от обычного источника пучке волн присутствуют колебания всевозможных направлений, перпендикулярных направлению распространения волн. Такой свет называется естественно поляризованным.
Дисперсия света	Зависимость показателя преломления света от длины волны (или частоты).

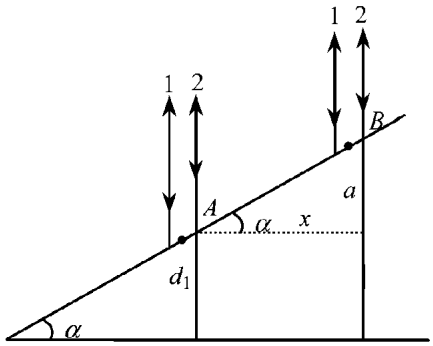
Интерференция света

Условия максимумов и минимумов при интерференции	При интерференции двух когерентных волн возникает *максимум*, если оптическая разность хода между ними Δ удовлетворяет условию $\Delta = k\lambda$, где k = 0, 1, 2… - целое число, и возникает *минимум*, если $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$, где k = 0, 1, 2… Следует учитывать, что при отражении от оптически более плотной среды фаза волны изменяется на π (к оптической разности хода необходимо прибавить или отнять $\frac{\lambda}{2}$). 

Простейшие интерференционные схемы

1. Зеркало Ллойда	 По построению $\frac{\Delta_1}{d}=\frac{x}{l}$ Оптическая разность хода лучей 1 и 2 $\Delta=\Delta_1+\frac{\lambda}{2}=\frac{x}{l}d+\frac{\lambda}{2}$ Условие возникновения светлой полосы: $\Delta=k\lambda$, где k =0, 1, 2…; $\frac{xd}{l}=(2k-1)\frac{\lambda}{2}$; $x=\frac{l}{d}(2k-1)\frac{\lambda}{2}$. Условие возникновения темной полосы: $\Delta=(2k+1)\frac{\lambda}{2}$, где k =0, 1, 2…; $\frac{xd}{l}=k\lambda$; $x=\frac{l}{d}k\lambda$.
2. Интерференция волн на тонком клине	Нормально к поверхности клина, изготовленного из материала с показателем преломления n, падает монохроматический свет с длиной волны λ. Преломляющий угол клина – α. Определим расстояние между двумя соседними светлыми полосами в отраженном свете.

Интерференционная картина создается парами лучей 1 и 2. Луч 1 отражается от верхней грани клина, а луч 2 – от нижней. Угол клина α настолько мал, что мы можем считать лучи 1 и 2 идущими перпендикулярно обеим его поверхностям.



В точке A оптическая разность хода лучей 1 и 2 составляет

$$\Delta_1 = 2d_1 n - \frac{\lambda}{2} \quad (1)$$

Величина $\frac{\lambda}{2}$ представляет собой дополнительную разность хода луча 1, возникающую при отражении от оптически более плотной среды. Если в этой точке наблюдается максимум интерференции, то

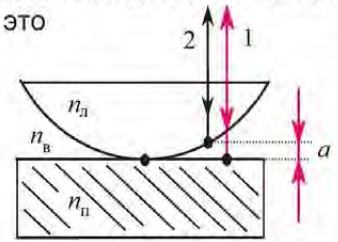
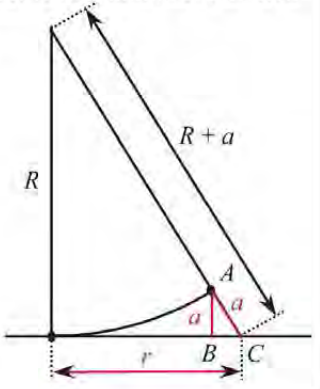
$$\Delta_1 = 2dn - \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (2)$$

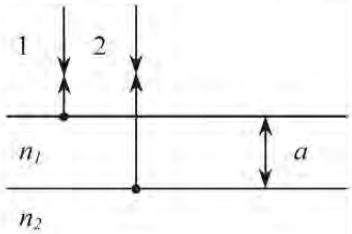
где k – неизвестное нам целое число (k= 0,1,2) Следующая светлая полоса возникает в такой точке, где из-за изменения толщины клина число k измениться на единицу. Запишем это условие, например, для точки B:

$$\Delta_2 = 2(d_1 + a)n - \frac{\lambda}{2} = (k+1)\lambda \quad (3),$$ где $d_1 + a$ – толщина клина в точке B.

Из уравнений (2) и (3) находим приращение толщины клина $a = \frac{\lambda}{2n}$.

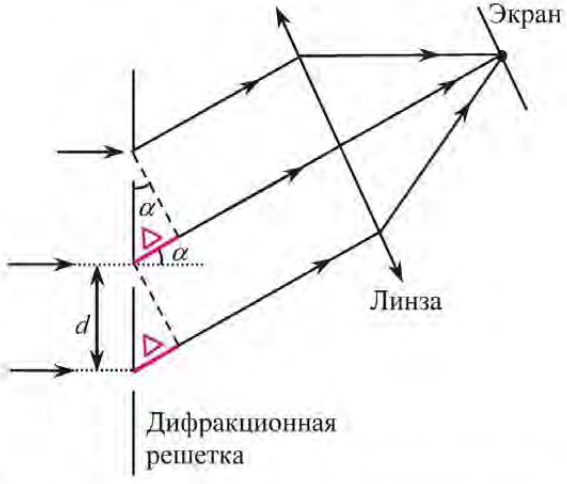
Теперь найдем расстояние между двумя светлыми полосами. Угол α очень мал, поэтому, если выражать его в радианах, то $x = \frac{a}{\alpha} = \frac{\lambda}{2n \cdot \alpha}$

3. Кольца Ньютона	Простейшая схема для наблюдения колец Ньютона представляет собой плоско-выпуклую линзу, которая выпуклой стороной лежит на прозрачной пластине. Показатели преломления линзы и пластины одинаковы. 1. В результате отражения от выпуклой поверхности линзы и от пластины световая волна разделится на две. Покажем это лучами 1 и 2. Оптическая разность хода лучей 1 и 2 $\Delta = 2a + \frac{\lambda}{2}$, где a – толщина воздушного зазора между линзой и пластиной.  2. Для возникновения светового кольца с номером k необходимо, чтобы оптическая разность хода Δ удовлетворяла условию $\Delta = k\lambda$, тогда $\Delta = 2a + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$, где $k = 1, 2, \ldots$ Выразим радиус светлого кольца Ньютона через толщину зазора между линзой и пластиной. Угол α очень мал, поэтому точки B и C можно считать совпадающими, а длины отрезков AB и AC одинаковыми и равными a. По теореме Пифагора $(R+a)^2 = r^2 + R^2$; $2Ra + a^2 = r^2$. Пренебрегая малой по сравнению с r^2 величиной a^2, получим $r = \sqrt{2Ra}$. Из (1) и (2) определим радиус светлого кольца с номером k: $a = \frac{1}{2}\left(k\lambda - \frac{\lambda}{2}\right)$ $r = \sqrt{R\left(k\lambda - \frac{\lambda}{2}\right)}$, где $k = 1, 2, \ldots$ 

	3. Для возникновения минимума интерференции необходимо, чтобы оптическая разность хода Δ удовлетворяла условию: $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$, $k = 0, 1, 2, \ldots$, тогда $a = k\lambda$. Радиус темного кольца с номером k: $r = \sqrt{2Rk\lambda}$, где $k = 1, 2, \ldots$ Заметим, что при $k = 0$ (в центре интерференционной картины) наблюдается темное пятно.
Применение интерференции	а) проверка качества обработки поверхностей. Изменение интерференционной картины помогает выявить дефекты, по размеру сравнимые с длиной световой волны. б) просветление оптики. Для просветления оптики на поверхность объектива с показателем преломления n_2 наносят тонкую пленку из полимера с показателем преломления n_1, толщиной a. Для случая $n_2 > n_1$ оптическая разность хода лучей 1 и 2, отражающихся от поверхности пленки и от поверхности объектива соответственно, определяется выражением $\Delta = n_1 \cdot 2a$.  Если Δ удовлетворяет условию $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$, где k – небольшое целое число, то возникает минимум интерференции. Это позволяет избежать потерь световой энергии, вызываемых отражением.

Дифракционная решетка

На явлениях дифракции и интерференции основано устройство дифракционной решетки При прямом падении света с длиной волны λ на дифракционную решетку с периодом d разность хода Δ для двух соседних лучей, идущих под углами дифракции α определяется выражением $\Delta = d\sin\alpha$.



Главные максимумы наблюдаются под углами, удовлетворяющими условию $d\sin\alpha = \pm k\lambda$, где $k = 0, 1, 2, \ldots$ – порядок спектра.

Основы специальной теории относительности

В специальной теории относительности так же, как и в ньютоновской механике, предполагается, что время однородно, а пространство однородно и изотропно.
Однородность времени проявляется в том, что законы движения замкнутой системы не зависят от выбора начала отсчета времени.
Однородность пространства проявляется в том, что физические свойства замкнутой системы и законы ее движения не зависят от выбора положения начала координат инерциальной системы отсчета, т.е. не изменяются при параллельном переносе в пространстве замкнутой системе как целого.
Изотропность пространства проявляется в том, что физические свойства и законы движения замкнутой системы не зависят от выбора направления осей координат инерциальной системы отсчета, т.е. не изменяются при повороте в пространстве.

Постулаты Эйнштейна

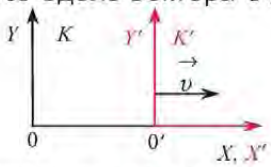
В качестве исходных позиций теории относительности Эйнштейн принял два постулата, в пользу которых говорил весь экспериментальный материал (в первую очередь опыт Майкельсона и Морли).
1. *Принцип относительности.* Этот постулат является обобщением принципа относительности Галилея на любые физические процессы: *все физические явления протекают одинаковым образом во всех инерциальных системах отсчета. Иными словами, все законы природы и уравнения, их описывающие, инвариантны, т. е. не меняются, при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой.*
Следовательно, *на основе любых физических экспериментов, проведенных в замкнутой системе тел, нельзя установить, покоится эта система или движется равномерно и прямолинейно (относительно какой-либо инерциальной системы отсчета).*
В физике все *инерциальные системы* отсчета *совершенно равноправны*. Никаким экспериментом невозможно выделить из множества инерциальных систем отсчета какую-то предпочтительную («абсолютную»).

2. *Принцип инвариантности скорости света.*
Скорость света в вакууме не зависит от скорости движения источника света и одинакова во всех направлениях. Это значит, что скорость света в вакууме одинакова во всех инерциальных системах отсчета.

Из постулатов Эйнштейна следует, что скорость света в вакууме является предельной: никакой сигнал, никакое воздействие одного тела на другое *не* могут распространяться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме.

Следствия из постулатов Эйнштейна

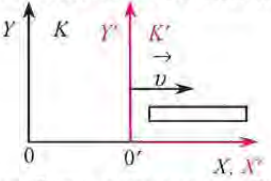
Рассмотрим две инерциальные системы отсчета K и K'. Пусть система отсчета K' движется относительно системы K со скоростью $\vec{\upsilon}$. Направим оси X и X' вдоль вектора $\vec{\upsilon}$, а оси Y и Y' параллельно друг другу. Из принципов Эйнштейна вытекают три важнейших следствия.



1. *Поперечные размеры тел, измеренные в K и K' системе, одинаковы.* Для любой точки в этих системах $y=y'$
2. *Лоренцево сокращение длины.*

Рассмотрим стержень, расположенный вдоль оси X и покоящийся относительно системы отсчета K'. Обозначим длину стержня, измеренную в системе отсчета K' через l_0, (Ее называют собственной длиной стержня). Длина стержня l, измеренная в системе отсчета K, оказывается равной

$$l = l_0\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}} \quad (1)$$



Лоренцево сокращение является чисто кинематическим эффектом. Оно связано с описанием длины стержня в различных системах отсчета и никак не говорит об изменении свойств стержня из-за его движения. Необходимо отметить, что Лоренцево сокращение должно быть взаимным. Это значит, что если мы будем сравнивать два движущихся относительно друг друга стержня, собственная длина которых одинакова, то «с точки зрения» каждого из стержней длина другого стержня будет меньше, причем в одинаковой пропорции.

3. *Относительность промежутка времени между двумя событиями.*
Пусть в одной и той же точке, неподвижной относительно системы K' происходят последовательно два события. Обозначим интервал времени между ними в системе отсчета K' через τ_0. В K-системе промежуток времени между этими событиями будет равен

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}. \quad (2)$$

Время, отсчитываемое по часам, движущимся вместе с телом, в котором происходит какой-либо процесс, называют *собственным временем* этого тела. Из (2) мы видим, что собственное время самое короткое. Время этого же процесса в другой инерциальной системе отсчета, относительно которой тело движется со скоростью υ «идет медленнее» (в том смысле, что длительность процесса оказывается больше). *Явление замедления времени является чисто кинематическим* — никакого изменения в свойствах часов, связанного с их движением, не происходит.
Если с точки зрения K-системы медленнее идут часы в K'-системе, то, наоборот, с точки зрения K'-системы медленнее идут часы в K-системе, т.е. эффект замедления времени является взаимным.

Релятивистский импульс частицы
Масса частицы и релятивистская масса

Релятивистским импульсом частицы называется величина $\vec{p} = \frac{m\vec{\upsilon}}{\sqrt{1-\left(\frac{\upsilon}{c}\right)^2}}$.

Определенный таким образом импульс подчиняется закону сохранения независимо от выбора инерциальной системы отсчета. В записи этого и ряда следующих уравнений массу частицы было до недавнего времени принято обозначать буквой m_0 и называть массой покоя. Мы будем пользоваться этим названием, так как оно сохраняется еще в формулировках задач.

Масса частицы (масса покоя) величина инвариантная, т. е. *одинаковая* во всех системах отсчета. Именно она является характеристикой частицы.
Сокращенное обозначение $m_p = \dfrac{m}{\sqrt{1-\dfrac{\upsilon^2}{c}}}$ принято было называть *релятивистской массой* и использовать для упрощенной записи ряда выводов и расчетов.

Основной закон релятивистской динамики

Скорость изменения импульса материальной точки равна силе $\vec{F}$, действующей на эту точку: $\lim\limits_{\Delta t \to 0} \dfrac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}$.

Кинетическая энергия релятивистской частицы
Полная энергия релятивистской частицы. Энергия покоя

Кинетическая энергия материальной точки, движущейся с релятивистской скоростью	$E_к = mc^2\left[\dfrac{1}{\sqrt{1-\dfrac{\upsilon^2}{c}}}-1\right]$	Приращение определенной таким образом кинетической энергии равно работе, совершенной силой, действующей на точку, т. е. справедлива теорема о кинетической энергии.
E - полная энергия релятивистской частицы		$E = mc^2 + E_к$
Закон взаимосвязи массы и энергии	$E = \dfrac{mc^2}{\sqrt{1-\dfrac{\upsilon^2}{c}}} = m_p c^2$ (1)	где m – масса (масса покоя), m_p – релятивистская масса.
Энергия покоя		Полная энергия покоящейся частицы называется энергией покоя и обозначается буквой E_0: $E_0 = mc^2$.

Квантовая теория света. Фотоэффект

Фотоны	Свет испускается и поглощается в виде световых квантов - фотонов.
Энергия фотона	$E=h\nu$, где h - постоянная Планка; ν - частота света.
Скорость движения фотона	Скорость движения фотона равна скорости света c.
Импульс фотона	$p=\frac{E}{c}=\frac{h\nu}{c}=\frac{h}{\lambda}$, где λ – длина волны света.
Масса фотона	Поскольку при $\upsilon \to c$ знаменатель в формуле (1) обращается в ноль, а E имеет конечную величину $h\nu$, то и числитель в формуле (1) должен быть равен нулю, следовательно, масса покоя фотона равна нулю: $m=0$. Релятивистская масса фотона $m_p=\frac{E}{c^2}=\frac{h\nu}{c^2}$.

Фотоэффект

Законы внешнего фотоэффекта

I. При неизменном спектральном составе света, падающего на фотокатод, фототок насыщения пропорционален падающему световому потоку (т.е. мощности падающего света). Этот закон установлен А.Г. Столетовым в 1889 году.

II. Для данного фотокатода максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов линейно зависит от частоты падающего света и не зависит от его интенсивности.

III. Для каждого фотокатода существует красная граница внешнего фотоэффекта, т. е. максимальная длина волны света $\lambda_к$ (или минимальная частота $\nu_к$), при которой еще происходит вырывание фотоэлектронов.

Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта	$h\nu = A_{вых} + \frac{m\upsilon^2_{вых}}{2}$, где ν – частота падающего света, $A_{вых}$ – работа выхода электронов из металла. $\frac{m\upsilon^2_{вых}}{2}$ – максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов.
Красная граница фотоэффекта	Полагая $\frac{m\upsilon^2_{вых}}{2} = 0$, получим для красной границы фотоэффекта: $\nu_{кр} = \frac{A_{вых}}{p}$, $\lambda_{кр} = \frac{ch}{A_{вых}}$.

Боровская модель атома водорода
Спектры излучения и поглощения атомов

Постулаты Бора

I. Атом может длительное время находиться только в определенных, так называемых стационарных состояниях, которым соответствует дискретный набор значений энергии E_1, E_2...E_n. При этом, несмотря на движение с ускорением заряженных частиц внутри атома, излучения и поглощения энергии не происходит.

Всякое изменение энергии атома в результате поглощения или испускания электромагнитного излучения или в результате соударения может происходить только при полном переходе (скачком) из одного стационарного состояния в другое.

II. При переходе из состояния с энергией E_m в состояние с энергией E_n атомы испускают или поглощают излучение только строго определенной частоты, причем $h\nu = E_m - E_n$ (условие частот Бора).

Разрешенные радиусы орбит электронов

Согласно теории Бора, в стационарном состоянии электрон в атоме движется по орбите, которая удовлетворяет условию

$m \cdot \upsilon \cdot r = n \cdot \hbar$,

где:

r – радиус орбиты электрона;

υ – скорость движения электрона по орбите;

n=*1,2,3...* – целое число, которое называют *главным квантовым числом*.

Разрешенные значения энергии атома H

Набор разрешенных значений энергии атома

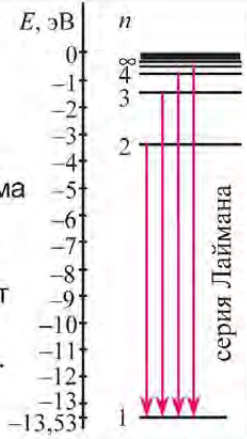
$$E_n = -k\frac{me^4Z^2}{2\hbar^2}\cdot\frac{1}{n^2} =$$

$$= -\frac{me^4Z^2}{8\varepsilon_0^2h^2}\cdot\frac{1}{n^2}.$$

Состояние атома с наименьшей энергией ($n = 1$) называют *основным*. Для атома водорода значение энергии атома в основном состоянии $E_1 = -13{,}53$ эВ.

Именно такую по абсолютной величине энергию необходимо сообщить электрону в основном состоянии, чтобы удалить его из атома, ее называют *энергией ионизации или энергией связи*.

Схема энергетических уровней атома водорода приведена на рисунке.



При $n \to \infty$ уровни сгущаются к предельному значению $E_\infty = 0$.

Спектр излучения атома H

При переходе из состояния с энергией E_m в состояние с энергией E_n ($m>n$) атом излучает квант света с энергией $h\nu = \hbar\omega = E_m - E_n$

Определим отсюда частоту фотона:

$$\omega = k^2\frac{me^4Z^2}{2\hbar^3}\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right) = \frac{me^4Z^2}{2\varepsilon_0^2\hbar^3}\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right) = R_1Z^2\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{m^2}\right),$$ где

$R_1 = 2{,}067\cdot10^{16}\,\text{с}^{-1}$

или $\nu = \dfrac{me^4Z^2}{2h^3\varepsilon_0^2}\left(\dfrac{1}{n^2}-\dfrac{1}{m^2}\right) = R_2Z^2\left(\dfrac{1}{n^2}-\dfrac{1}{m^2}\right)$, где $R_2 = 3{,}29\cdot10^{15}\,\text{с}^{-1}$.

Обе константы R_1 и R_2 принято обозначать буквой R и называть *постоянной Ридберга*. (Будьте внимательны, чтобы избежать ошибки.)

Строение ядра

Ядро	Ядром называется центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома и его положительный электрический заряд.
Заряд ядра, зарядовое число	Заряд ядра равен Ze, где e - заряд протона, Z – *зарядовое число*, число протонов в ядре. Порядковый номер химического элемента в периодической системе Д.И. Менделеева равен зарядовому числу.
Массовое число	*Массовое число* A – число нуклонов в ядре. $A=N+Z$, где N – число нейтронов в ядре.
Изотопы	Ядра с одинаковыми Z, но различными A называют *изотопами*.
Энергия связи ядра	Энергия связи ядра определяется величиной той работы, которую нужно совершить, чтобы расщепить ядро на составляющие его нуклоны без сообщения им кинетической энергии.
Дефект массы	Дефект массы $\Delta m = \frac{E_{св}}{c^2}$; $\Delta m = Zm_p + Nm_n - m_я$, где m_p и m_n – массы протона и нейтрона соответственно, $m_я$ – масса ядра. Для того, чтобы определить массу ядра, необходимо из массы атома вычесть массу входящих в его состав электронов: $m_я = m_A - Z \cdot m_e$; $\Delta m = Z \cdot m_p + N \cdot m_n - m_A + Z \cdot m_e$. Эту довольно сложную для расчетов формулу можно немного упростить. Заметим, что сумму масс протона и электрона можно заменить на массу атома водорода ${}^1_1\mathrm{H}$: $m_p + m_e = m_H$. Мы пренебрегаем при этом очень малой по сравнению с массой ядра энергией связи электрона с ядром в атоме H. Теперь дефект массы ядра может быть вычислен как $\Delta m = Zm_H + (A - Z)m_n - m_A$.
Удельная энергия связи ядра	Удельной энергией связи ядра называется энергия связи, приходящаяся на один нуклон $\varepsilon_{св} = \frac{E_{св}}{A}$.

Радиоактивность

α - распад	*Альфа-распадом* называется испускание ядрами α-частиц (ядер гелия ^4_2He): $^A_ZX \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^4_2He$.
β^- - распад	Электронный *бета-распад* (β^--распад) состоит в том, что ядро испускает электрон и электронное антинейтрино. Это происходит при превращении нейтрона внутри ядра в протон: $-{}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + {}^0_1e$. (термином β-распад обозначают также два других типа ядерных превращений: позитронный (β^+) распад и электронный захват e - или K-захват).
γ - излучение	*Гамма-излучение* заключается в испускании γ-квантов при переходе из возбужденного в нормальное состояние дочерним ядром, образовавшимся в результате α- или β-распада. При этом не происходит изменения зарядового и массового числа ядер.

Энергия ядерной реакции

Обозначим через E и E' суммы энергий покоя исходных ядер и продуктов реакции, тогда энергия ядерной реакции определяется как $\Delta E = E - E'$

Реакции с $\Delta E > 0$ называют *экзоэнергетическими.* Реакции с $\Delta E < 0$ называют *эндоэнергетическими.* Здесь при вычислении E и E' можно использовать массы атомов вместо масс ядер, так как число электронов в процессе реакции не меняется. Обозначим через K и K' суммарные кинетические энергии исходных ядер и продуктов реакции. Полная энергия в реакции сохраняется: $E + K = E' + K'$ и энергию реакции можно представить как

$$\Delta E = K' - K.$$

Закон радиоактивного распада

Закон радиоактивного распада	$N = N_0 e^{-\lambda t}$ – число ядер в момент времени $t = 0$; N_0 – число нераспавшихся ядер к моменту времени t; λ – постоянная распада. Если отношение $\frac{t}{T}$ очень мало, тогда величину N можно определить приближенно: $$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{\frac{\ln 2}{T} \cdot t} \approx N_0 \left(1 - \frac{t}{T} \cdot \ln 2\right).$$
Активность	Активность A – число ядер, распадающихся в единицу времени. $$A = \frac{\Delta N}{\Delta t} = \lambda N.$$
Период полураспада	Период полураспада T – время, за которое распадается половина первоначального количества ядер. То есть выполняется условие: $$N = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{\lambda t}.$$ Логарифмируя, находим связь постоянной распада и периода полураспада: $\ln 2 = \lambda T$, $$\lambda = \frac{\ln 2}{T} = \frac{0,693}{T}.$$
Среднее время жизни ядра	Расчеты показывают, что среднее время жизни ядра τ равно $\frac{1}{\lambda}$. Из уравнения $N = N_0 e^{-\lambda t}$ следует, что за это время первоначальное количество ядер уменьшится в e раз.

Единицы системы СИ

Определение основных единиц СИ

Метр	Единица длины, равная расстоянию, проходимому в вакууме плоской электромагнитной волной за $\frac{1}{299792458}$ долей секунды.
Килограмм	Единица массы, равная массе международного прототипа килограмма.
Секунда	Единица времени, равная 9192631770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133.
Ампер	Сила постоянного тока, который, проходя по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади кругового поперечного сечения, расположенным на расстоянии 1 м один от другого в вакууме, вызывал бы между этими проводниками силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины.
Кельвин	Единица термодинамической температуры, равная $\frac{1}{273{,}16}$ части термодинамической температуры тройной точки воды.
Моль	Единица количества вещества, равная количеству вещества системы, в которой содержится столько же структурных элементов (атомов, молекул, ионов, электронов и др.), сколько содержится атомов в углероде-12 массой 0,012 кг.
Кандела	Единица силы света, равная силе света в данном направлении от источника, испускающего монохроматическое излучение частоты $540 \cdot 10^{12}$ Гц, сила излучения которого в этом направлении составляет $\frac{1}{683}$ Вт/ср.

Определения дополнительных единиц СИ

Радиан	Угол между двумя радиусами окружности, длина дуги между которым равна радиусу.
Стерадиан	Телесный угол с вершиной в центре сферы, вырезающий на поверхности сферы площадь, равную площади квадрата со стороной, по длине равной радиусу этой сферы.

Основные единицы СИ

Величина			Единица СИ	
Наименование	Обозначение	Размерность	Наименование	Обозначение
Длина	l	L	метр	м
Масса	m	M	килограмм	кг
Время	t	T	секунда	с
Сила электрического тока	I	I	ампер	А
Термодинамическая температура	T	θ	кельвин	К
Количество вещества	ν	N	моль	моль
Сила света	I	J	кандела	кд

Дополнительные единицы СИ

Величина			Единица СИ	
Наименование	Обозначение	Размерность	Наименование	Обозначение
Плоский угол	φ	–	радиан	рад
Телесный угол	Ω	–	стерадиан	ср

Производные единицы СИ

Величина			Производная единица СИ	
Наименование	Обозначение	Размерность	Наименование	Обозначение
Механика				
Площадь	S	L^2	квадратный метр	$м^2$
Объем	V	L^3	кубический метр	$м^3$
Скорость	υ	LT^{-1}	метр в секунду	$м/с$
Ускорение	a	LT^{-2}	метр в секунду в квадрате	$м/с^2$
Частота	ν	T^{-1}	герц	$Гц$
Угловая скорость	ω	T^{-1}	радиан в секунду	$рад/сек$
Плотность	ρ	$L^{-3}M$	килограмм на кубический метр	$кг/м^3$
Импульс	p	LMT^{-1}	килограмм-метр в секунду	$\frac{кг \cdot м}{с}$
Сила	F	LMT^{-2}	ньютон	$Н$
Момент силы	M	L^2MT^{-2}	ньютон-метр	$Н \cdot м$
Импульс силы	$F\Delta t$	LMT^{-2}	ньютон-секунда	$Нс$
Давление	P	$L^{-1}MT^{-2}$	паскаль	$Па$
Гравитационная постоянная	G	$L^3M^{-1}T^{-2}$	метр в квадрате на килограмм в квадрате	$\frac{Н \cdot с^2}{кг^2}$
Коэффициент поверхностного натяжения	α	MT^{-2}	ньютон на метр	$Н/м$

Механическая работа	A	L^2MT^{-2}	джоуль	*Дж*
Механическая энергия	E	L^2MT^{-2}	джоуль	*Дж*
Мощность	N	L^2MT^{-3}	ватт	*Вт*
Термодинамика				
Количество теплоты	Q	L^2MT^{-2}	джоуль	*Дж*
Внутренняя энергия	U	L^2MT^{-2}	джоуль	*Дж*
Удельная теплота плавления	λ	L^2T^{-2}	джоуль на килограмм	*Дж/кг*
Удельная теплота парообразования	τ	L^2T^{-2}	джоуль на килограмм	*Дж/кг*
Удельная теплоемкость	C	$L^2T^{-2}Q^{-1}$	джоуль на килограмм-кельвин	$\frac{Дж}{кг \cdot К}$
Электромагнетизм				
Плотность электрического тока	j	$L^{-2}I$	ампер на квадратный метр	$А/м^2$
Электрический заряд	q	TI	кулон	*Кл*
Плотность электрического заряда: а) линейная;	λ	$L^{-1}TI$	кулон на метр	*Кл/м*
б) поверхностная;	σ	$L^{-2}TI$	кулон на квадратный метр	$Кл/м^2$
в) объемная.	ρ	$L^{-3}TI$	кулон на кубический метр	$Кл/м^3$
Электрический потенциал	φ	$L^2MT^{-3}I^{-1}$	вольт	*В*
Напряжение (разность потенциалов)	U	$L^2MT^{-3}I^{-1}$	вольт	*В*

ЭДС	$\mathscr{E}$	$L^2MT^{-3}I^{-1}$	вольт	*В*
Напряженность электрического поля	E	$LMT^{-3}I^{-1}$	вольт на метр	*В/м*
Электрическая емкость	C	$L^{-2}M^{-1}T^4I^2$	фарад	*Ф*
Постоянная в законе Кулона	k	$L^3MT^{-4}I^{-2}$	ньютон-метр в квадрате на кулон в квадрате	$\frac{Н \cdot м^2}{Кл^2}$
Электрическая постоянная	ε_0	$L^{-3}M^{-1}T^4I^2$	фарад на метр	*Ф/м*
Электрическое сопротивление	R	$L^2MT^{-3}I^{-2}$	ом	*Ом*
Удельное электрическое сопротивление	ρ	$L^3MT^{-3}I^{-2}$	ом-метр	*Ом·м*
Удельная электрическая проводимость	γ	$L^{-3}M^{-1}T^3I^2$	сименс на метр	*См/м*
Магнитный поток	Φ	$L^2MT^{-2}I^{-1}$	вебер	*Вб*
Магнитная индукция	B	$MT^{-2}I^{-1}$	тесла	*Тл*
Индуктивность	L	$L^2MT^{-2}I^{-2}$	генри	*Гн*
Магнитная постоянная	μ_0	$LMT^{-2}I^{-2}$	генри на метр	*Гн/м*