

Министерство Российской Федерации по делам гражданской обороны,
чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий

ФГБОУ ВО Ивановская пожарно-спасательная академия
Государственной противопожарной службы



А. А. РАЗУМОВ Д. Л. ГУРИНА Е. С. ТИТОВА
А. М. ЕФРЕМОВ Т. В. ПАШКОВА

КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ

Учебное пособие

Для курсантов, студентов и слушателей
образовательных организаций МЧС России



Иваново 2017

Разумов, А.А., Гурина, Д.Л., Титова, Е.С., Ефремов, А.М., Пашкова Т.В.

Краткий курс физики: учебное пособие для курсантов, студентов и слушателей образовательных организаций МЧС России. – Иваново: Ивановская пожарно-спасательная академия ГПС МЧС России, 2017. – 150 с.

Рецензенты

начальник НИЦ АУО и ТП ФГБУ ВНИИПО МЧС России, д-р техн. наук,
старший научный сотрудник **С. Н. Копылов**

заведующий кафедрой физики ФГБВОУ ВО «Академия гражданской защиты МЧС России», Заслуженный работник высшей школы, канд. техн. наук, доцент
Булгаков В. И.

заведующий кафедрой экспериментальной и технической физики ФГБВОУ ВО «Ивановский государственный университет», д-р физ.-мат. наук **Александров А. И.**

Допущено Министерством Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий в качестве учебного пособия для курсантов, студентов и слушателей образовательных организаций МЧС России

Учебное пособие предназначено для оказания помощи курсантам, студентам и слушателям всех форм обучения по специальностям 20.05.01 «Пожарная безопасность» и 20.05.03 «Техносферная безопасность» при самостоятельном изучении основных разделов физики, выполнении лабораторного практикума, контрольных работ.

Материал пособия состоит из общих методических указаний по самостоятельной теоретической подготовке, программы теоретических вопросов разделов физики, изучаемых в высшем техническом учебном заведении. Раскрыт физический смысл понятий и величин, использованных в формулировках физических законов.

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|-----|
| ВВЕДЕНИЕ | 5 |
| РАЗДЕЛ I. МЕХАНИКА | 7 |
| 1.1. Кинематика | 7 |
| 1.2. Динамика | 14 |
| 1.3. Механика жидкостей и газов | 24 |
| РАЗДЕЛ II. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА | 27 |
| 2.1. Электростатика | 27 |
| 2.2. Постоянный электрический ток | 37 |
| 2.3. Магнетизм | 41 |
| РАЗДЕЛ III. ФИЗИКА КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН | 51 |
| 3.1. Колебательные движения | 51 |
| 3.2. Электромагнитные колебания | 64 |
| 3.3. Механические волны. Звук | 74 |
| 3.4. Электромагнитные волны | 80 |
| РАЗДЕЛ IV. ЭЛЕМЕНТЫ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (СТО) | 85 |
| РАЗДЕЛ V. ОПТИКА | 88 |
| 5.1. Геометрическая оптика | 88 |
| 5.2. Дисперсия света | 93 |
| 5.3. Интерференция света | 94 |
| 5.4. Дифракция света | 95 |
| 5.5. Поляризация света | 96 |
| РАЗДЕЛ VI. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ И СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ | 98 |
| 6.1. Основные понятия термодинамики | 98 |
| 6.2. Первое начало термодинамики | 100 |
| 6.3. Содержание второго и третьего начала термодинамики | 105 |

| | |
|--|-----|
| 6.4. Основные положения молекулярно-кинетической теории газов..... | 108 |
| 6.5. Молекулярно-кинетическая теория реального газа..... | 111 |
| РАЗДЕЛ VII. КВАНТОВАЯ ОПТИКА. | |
| КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ | 114 |
| 7.1. Характеристики теплового излучения..... | 114 |
| 7.2. Фотоэффект..... | 118 |
| РАЗДЕЛ VIII. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И | |
| ТВЕРДЫХ ТЕЛ | 120 |
| 8.1. Развитие представлений о строении атома..... | 120 |
| 8.2. Элементы квантовой механики..... | 123 |
| РАЗДЕЛ IX. ВВЕДЕНИЕ В ЯДЕРНУЮ ФИЗИКУ | 130 |
| 9.1. Характеристики атомного ядра..... | 130 |
| 9.2. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада..... | 132 |
| 9.3. Ядерные реакции. Деление ядер..... | 134 |
| ИТОГОВЫЙ ТЕСТ | 139 |
| КЛЮЧ К ИТОГОВОМУ ТЕСТУ | 147 |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ | 148 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ | 149 |

ВВЕДЕНИЕ

Совершенствование качества подготовки специалистов невозможно без повышения уровня сложности заданий и задач тех предметов, которые формируют умения и навыки решать теоретические и экспериментальные задачи. К таким предметам относится «физика», развивающая вкуче с математикой логику, интуицию – качества, необходимые специалисту в любой сфере деятельности.

Несмотря на наличие учебников, учебных пособий для студентов, курсантов, слушателей высших технических учебных заведений, преподаватели и обучаемые испытывают определенные трудности в организации и проведении занятий, самоподготовки. Авторами настоящего издания предпринималась ранее [1-3] попытка помочь коллегам и обучаемым преодолеть указанные трудности, используя как свой, так и опыт других практиков.

Вначале определим структуру и содержание краткого курса физики, исходя из целей обучения физике курсантов и студентов вузов ГПС МЧС России, особенностей учебно-познавательной деятельности этих обучаемых. Последняя характеризуется их способностью воспринимать объект как единое целое, абстрагируясь от его конкретных составляющих; вычленять в объекте или явлении существенные стороны и свойства; способностью как к логическому, так и к эмоционально-чувственному восприятию объектов. Такие обучаемые способны к абстрагированию, анализу и синтезу, сравнению и сопоставлению, обобщению и построению логических выводов; к моделированию объектов, рассмотрению их в развитии; установлению причинно-следственных связей.

Исходя из вышесказанного, в содержании краткого курса физики должны быть представлены все элементы современной физической картины мира (СФКМ): полевые, релятивистские, квантовые, статистические. Учебный материал, группируясь вокруг фундаментальных физических теорий, позволяет рассматривать явления в порядке усложнения форм движения материи, учесть преемственность знаний.

В «Кратком курсе физики» принята такая последовательность изложения материала, в соответствии с которой сначала изучаются динамические теории (классическая механика, электродинамика), затем статистические (молекулярная физика и квантовая физика). При такой структуре у обучаемых формируются более последовательно статистические представления, которые в действующих программах и учебниках ограничиваются лишь некоторыми теориями в рамках молекулярной физики. Другой отличительной особенностью

построения курса является идея структурных уровней материи. Сначала рассматриваются явления макромира, затем микромира. Перегруппировка материала способствует установлению связей между динамическими и статистическими теориями. Кроме названных выше преимуществ, работает ещё одно: активное использование математического инструментария.

РАЗДЕЛ I. МЕХАНИКА

1.1. Кинематика

Поступательное движение

Поступательным называется такое движение твердого тела, когда всякая прямая, мысленно проведенная в теле, перемещается параллельно самой себе.

Положение и перемещение материальной точки. При *векторном* способе описания положение материальной точки определяется радиусом-вектором $r(t)$, проведенным от некоторой неподвижной точки O выбранной системы отсчета к рассматриваемой точке (рис. 1.1). При координатном способе описания положение материальной точки определяется ее координатами $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$. При естественном способе описания положение точки задается с помощью криволинейной координаты $s(t)$. Для этого на траектории указывается начало координат и положительное направление отсчета координаты s .

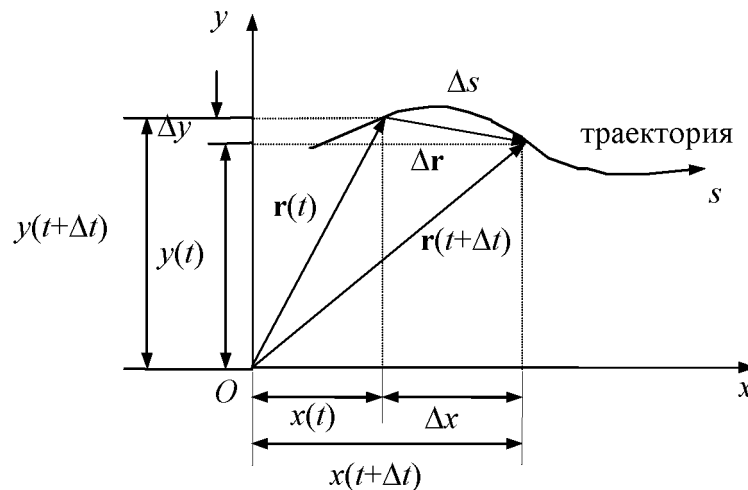


Рис. 1.1. Зависимость $\Delta \vec{r}(x, y, t)$

Перемещением $\Delta \vec{r}$ называют векторную разность радиусов-векторов, проведенных из начала системы координат в начальную (\vec{r}_1) и конечную (\vec{r}_2) точки траектории материальной точки:

$$\Delta \vec{r} = \vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t) \quad (1.1)$$

Перемещения по осям координат $\Delta x = x(t + \Delta t) - x(t)$, $\Delta y = y(t + \Delta t) - y(t)$, $\Delta z = z(t + \Delta t) - z(t)$ могут быть как положительными (точка перемещается по оси координат), так и отрицательными (точка перемещается против оси координат). При естественном способе описания рассматривается *изменение криволинейной координаты*

$$\Delta s = s(t + \Delta t) - s(t) \quad (1.2)$$

Путь Δs , в отличие от перемещения,— это длина участка траектории, пройденного точкой за время Δt . Это значит, что путь Δs не может убывать и принимать отрицательные значения, т.е.

$$\Delta s \geq |\Delta \vec{r}|. \quad (1.3)$$

Кинематическое уравнение движения материальной точки (центра масс твердого тела) вдоль оси x

$$x = f(t), \quad (1.4)$$

где x — координата; $f(t)$ — некоторая функция времени.

Скорость. *Средней скоростью перемещения* называется отношение вектора перемещения к тому промежутку времени, за который это перемещение произошло:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (1.5)$$

При координатном способе описания вводятся средние значения проекций скорости:

$$\langle v_x \rangle = \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad \langle v_y \rangle = \frac{\Delta y}{\Delta t}, \quad \langle v_z \rangle = \frac{\Delta z}{\Delta t}. \quad (1.6)$$

Средней путевой скоростью называется отношение пути s к тому промежутку времени t , за который этот путь пройден:

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t}. \quad (1.7)$$

Мгновенная скорость – это скорость в данный момент времени. Устремив $\Delta t \rightarrow 0$, получаем:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (1.8)$$

Аналогично определяются проекции вектора скорости:

$$v_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{dx}{dt}, v_y = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta y}{\Delta t} = \frac{dy}{dt}, v_z = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta z}{\Delta t} = \frac{dz}{dt}. \quad (1.9)$$

Модуль вектора мгновенной скорости легко находится по теореме Пифагора. При двумерном движении:

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}. \quad (1.10)$$

При естественном способе описания мгновенная скорость равна производной от криволинейной координаты по времени:

$$v = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}. \quad (1.11)$$

Мгновенная скорость всегда направлена по касательной к траектории.

Ускорение характеризует быстроту изменения скорости.

При векторном способе описания среднее ускорение равно отношению изменения скорости к тому промежутку времени, за который это произошло это изменение:

$$\langle \vec{a} \rangle = \frac{\vec{v}(t + \Delta t) - \vec{v}(t)}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}. \quad (1.12)$$

При координатном способе описания средние значения проекций ускорения определяются следующими выражениями:

$$\langle a_x \rangle = \frac{v_x(t + \Delta t) - v_x(t)}{\Delta t} = \frac{\Delta v_x}{\Delta t}, \quad \langle a_y \rangle = \frac{v_y(t + \Delta t) - v_y(t)}{\Delta t} = \frac{\Delta v_y}{\Delta t} \quad (1.13)$$

Чтобы перейти к мгновенным значениям ускорения, следует устремить $\Delta t \rightarrow 0$:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad (1.14)$$

т.е. ускорение равно производной вектора скорости по времени. Аналогичными выражениями определяются проекции вектора ускорения:

$$a_x = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_x}{\Delta t} = \frac{dv_x}{dt}, \quad a_y = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta v_y}{\Delta t} = \frac{dv_y}{dt}. \quad (1.14')$$

Модуль вектора мгновенного ускорения легко находится по теореме Пифагора. При двумерном движении:

$$a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2} \quad (1.15)$$

Перейдем к *естественному* способу описания движения. Поскольку скорость может изменяться как по величине, так и по направлению, с каждым из этих изменений связана составляющая вектора полного ускорения.

Составляющая ускорения, характеризующая быстроту *изменения скорости по величине*, называется *тангенциальным ускорением* (рис. 1.2). Она связана с приращением вектора скорости, направленным по касательной к траектории, как и сама скорость. При ускоренном движении тангенциальная составляющая совпадает с вектором скорости, при замедленном - противоположна. Величина тангенциального ускорения равна производной от модуля вектора скорости по времени:

$$a_\tau = \frac{dv}{dt}. \quad (1.16)$$

Составляющая ускорения, характеризующая быстроту *изменения скорости по направлению*, называется *нормальным ускорением*. Она связана с приращением вектора скорости, направленным перпендикулярно касательной к траектории и равна

$$a_n = \frac{v^2}{R}, \quad (1.17)$$

где R – радиус кривизны траектории. Нормальное ускорение всегда направлено к центру кривизны траектории (рис. 1.2):

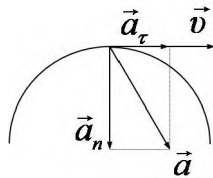


Рис. 1.2. Направление составляющих полного ускорения: тангенциального и нормального ускорений

Вектор полного ускорения находится как векторная сумма нормального и тангенциального ускорений:

$$\vec{a} = \vec{a}_t + \vec{a}_n. \quad (1.18)$$

Его модуль легко найти по теореме Пифагора:

$$a = \sqrt{a_t^2 + a_n^2}. \quad (1.19)$$

Вращательное движение

Вращательным называется движение, при котором все точки тела движутся по окружностям, центры которых лежат на одной прямой, называемой осью вращения.

При вращательном движении по окружности радиуса R ее положение можно задать *угловой координатой* $\varphi(t)$, а ее перемещение - изменением угловой координаты (рис.1.3):

$$\Delta\varphi = \varphi(t + \Delta t) - \varphi(t) \quad (1.20)$$

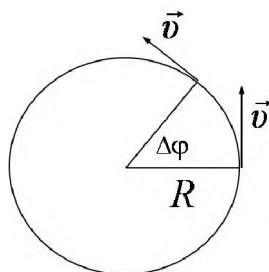


Рис 1.3. Движение материальной точки по окружности

Бесконечно малый угол поворота $d\vec{\varphi}$ можно рассматривать как *псевдовектор*, направление которого связано с направлением вращения правилом правого винта (или правилом буравчика). При движении по часовой стрелке $d\vec{\varphi}$ направлен перпендикулярно плоскости рисунка «от нас», при движении против часовой стрелки – «к нам».

Число оборотов при вращательном движении связано с углом поворота соотношением:

$$N = \frac{\varphi}{2\pi}. \quad (1.21)$$

Угловая скорость характеризует быстроту вращения. *Средняя угловая скорость* равна отношению угла поворота к тому промежутку времени, за который произошел этот поворот:

$$\langle \vec{\omega} \rangle = \frac{\Delta \vec{\varphi}}{\Delta t}. \quad (1.22)$$

Мгновенная угловая скорость равна производной угловой координаты по времени, то есть

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}. \quad (1.23)$$

Угловая скорость – псевдовектор, направление которого связано с направлением вращения правилом буравчика (рис. 1.4).

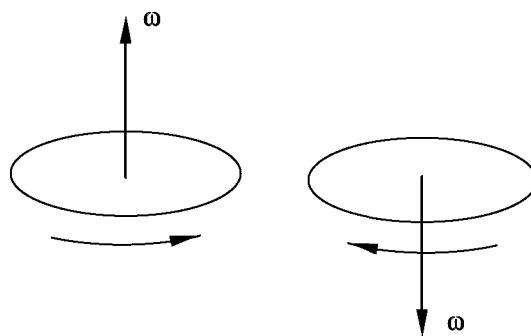


Рис 1.4. Ориентации векторов угловой скорости

Нередко вместо угловой скорости вводится *частота* вращения n , т.е. число оборотов за единицу времени, а также (в случае равномерного вращения)

период T , т.е. время одного оборота. Угловая скорость, частота и период связаны соотношением:

$$\omega = 2\pi n = \frac{2\pi}{T}. \quad (1.24)$$

Угловое ускорение характеризует быстроту изменения угловой скорости. *Среднее угловое ускорение* равно отношению изменения угловой скорости к тому промежутку времени, за который произошло это изменение

$$\langle \vec{\varepsilon} \rangle = \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t}. \quad (1.25)$$

Мгновенное угловое ускорение равно производной от угловой скорости по времени, то есть

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}. \quad (1.26)$$

Угловое ускорение тоже псевдовектор; его направление совпадает с вектором угловой скорости при ускоренном вращении и противоположно ему - при замедленном вращении.

Связи между линейными и угловыми величинами. Движение по окружности – частный случай движения по криволинейной траектории. Поэтому оно характеризуется не только угловыми величинами – углом поворота, угловой скоростью и угловым ускорением, но и теми величинами, которые были введены при естественном способе описания, – криволинейной координатой s , скоростью, нормальным и тангенциальным ускорениями. Линейные и угловые величины связаны соотношениями:

$$ds = R d\vec{\varphi}, \quad (1.27)$$

$$s = R\vec{\varphi}, \quad (1.28)$$

$$\vec{v} = \vec{\omega}R, \quad (1.29)$$

$$a_n = \omega^2 R, \quad (1.30)$$

$$\vec{a}_t = \vec{\varepsilon}R, \quad (1.31)$$

где s – линейный путь точки; $d\vec{\varphi}$ – угловое перемещение точки; $\vec{\omega}$ – угловая скорость точки; $\vec{\varepsilon}$ – угловое ускорение точки; v – линейная скорость точки; \vec{a}_τ, a_n – тангенциальное и нормальное линейные ускорения точки.

1.2. Динамика

Динамика поступательного движения

Масса m – мера инертности материальной точки или твердого тела при его поступательном движении. **Инертностью** называется свойство тел оказывать сопротивление при попытках привести его в движение или изменить величину или направление его скорости.

В механике Ньютона количественной мерой взаимодействия тел является **сила** \vec{F} . **Сила** – это векторная величина, являющаяся мерой механического воздействия на тело со стороны других тел или полей (например, гравитационное, электрическое, магнитное), в результате которого тело приобретает ускорение или изменяет свою форму и размеры. Единица измерения силы – Ньютон [Н]. Сила характеризуется величиной, направлением в пространстве и точкой приложения.

Чаще всего на тело, движение которого описывается в задаче, действует не одна сила, а несколько: $\vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3$ и т.д. В этом случае рассматривается **равнодействующая сила**, т.е. векторная сумма сил:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3 + \dots \quad (1.32)$$

Законы Ньютона. В первом законе Ньютона утверждается, что существуют такие системы отсчета, относительно которых тело находится в состоянии покоя или прямолинейного равномерного движения, если на него не действуют силы или равнодействующая всех сил равна нулю. Такие системы отсчета называются инерциальными (ИСО). Любая система отсчета, движущаяся с постоянной скоростью относительно ИСО, также является инерциальной.

Во втором законе Ньютона устанавливается связь между воздействием на тело – силой и реакцией на воздействие, которая проявляется в изменении скорости, т.е. в ускорении:

$$m\vec{a} = \vec{F}, \quad (1.33)$$

т.е. в инерциальных системах отсчета произведение массы тела на его ускорение равно силе, действующей на это тело. Если сил несколько, то под \vec{F} понимается равнодействующая сила.

Эта формулировка справедлива только в том случае, если масса в процессе движения остается неизменной. При движении тела **переменной массы** второй закон Ньютона следует применять в другой форме, а именно

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}, \quad (1.34)$$

в инерциальных системах отсчета производная импульса $\vec{p} = m\vec{v}$ по времени равна равнодействующей силе.

В **третьем законе Ньютона** утверждается, что действие равно противодействию, а именно, *два тела взаимодействуют с силами, равными по величине, и противоположными по направлению:*

$$\vec{F}_{ik} = -\vec{F}_{ki}. \quad (1.35)$$

Отметим, что эти силы приложены к разным телам и никогда не компенсируют друг друга.

Уравнение движения центра масс. В любой системе материальных точек, а следовательно, и системе тел имеется одна замечательная точка С, которая называется **центром масс** или **центром инерции** системы. Ее положение определяется радиусом-вектором \vec{r}_c :

$$\vec{r}_c = \frac{m_1\vec{r}_1 + m_2\vec{r}_2 + \dots}{m_1 + m_2 + \dots}, \quad (1.36)$$

где m_i - масса i -материальной точки, \vec{r}_i - радиус-вектор i -ой материальной точки.

Для центра масс справедливо следующее утверждение: *при движении любой системы частиц ее центр масс движется так, как если бы вся масса системы была сосредоточена в этой точке и к ней были бы приложены все **внешние** силы, действующие на систему.* По форме **уравнение движения центра масс** совпадает со вторым законом Ньютона:

$$m\vec{a}_c = \vec{F}, \quad (1.37)$$

где \vec{a}_c - ускорение центра масс.

Принцип независимости действия сил. Если на материальную точку действует несколько сил, то каждая из них сообщает материальной точке ускорение согласно второму закону Ньютона как будто других сил не было.

$$\vec{a} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{F}_i}{m}. \quad (1.38)$$

Например, при криволинейном движении силу, действующую на материальную точку, можно представить, как сумму нормальной и тангенциальной составляющих, что приведет к существенному упрощению решения задач:

$$\left. \begin{aligned} \vec{F} &= \vec{F}_n + \vec{F}_\tau \\ \vec{F}_n &= \vec{a}_n m = \frac{d\vec{v}}{dt} m \\ \vec{F}_\tau &= \vec{a}_\tau m = \frac{\vec{v}^2}{R} m = \vec{\omega}^2 R m \end{aligned} \right\} \quad (1.39)$$

Энергетические характеристики. Потенциальное поле сил. Консервативные и неконсервативные силы.

Энергия – универсальная количественная мера движения и взаимодействия всех видов материи. Энергия характеризует состояние системы. **Полная** механическая энергия системы складывается из **кинетической** энергии и **потенциальной**. Энергия может передаваться от одного тела к другому в виде работы (А), или теплоты (Q) – любой вид излучения. Работа и теплота характеризуют процесс.

Работа – характеристика действия силы, связанная с перемещением тела.

Если тело движется *прямолинейно* и на него действует постоянная сила F , которая составляет некоторый угол α с направлением перемещения, то работа этой силы равна произведению проекции силы F_s на направление перемещения ($F_s = F \cos \alpha$), умноженной на перемещение точки приложения силы:

$$A = F_s s = F s \cos \alpha. \quad (1.40)$$

В случае, когда сила изменяется по модулю и/или направлению, данной формулой пользоваться нельзя. Но если рассмотреть элементарное перемещение $d\vec{r}$ (рис.1.5), то силу \vec{F} можно считать постоянной, а движение

точки ее приложения – прямолинейным. **Элементарной работой** силы \vec{F} на перемещении $d\vec{r}$ называется скалярная величина:

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{r} = F \cdot \cos \alpha \cdot ds = F_s \cdot ds . \quad (1.41)$$

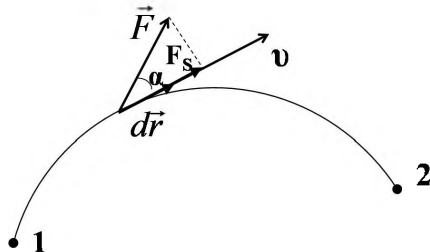


Рис. 1.5. Вычисление элементарной работы

Работа силы на участке 1-2 равна алгебраической сумме элементарных работ:

$$A = \int_1^2 F \cdot ds \cdot \cos \alpha . \quad (1.42)$$

Единица работы – джоуль (Дж): 1 Дж – работа, совершаемая силой 1 Н на пути 1 м [1 Дж = 1 Н·м].

Скорость совершения работы характеризуется **мощностью** N:

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{\vec{F} d\vec{r}}{dt} = \vec{F} \vec{v} . \quad (1.43)$$

Таким образом, мощность равна скалярному произведению вектора силы на вектор скорости, с которой движется точка приложения этой силы; N – величина *скалярная*.

Единица мощности – ватт (Вт): 1 Вт – мощность, при которой за время 1 с совершается работа 1 Дж [1 Вт = 1 Дж/с].

Кинетическая энергия механической системы – это энергия механического движения этой системы.

Пусть на тело действует сила \vec{F} , вызывая его движение, значит работа dA силы \vec{F} на пути, который тело прошло за время возрастания скорости от 0 до v , идет на увеличение кинетической энергии dT тела, т.е.

$$dA = dT , \quad (1.44)$$

$$dA = \vec{F}d\vec{r} = m \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r}, \quad (1.45)$$

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt} \Rightarrow dA = m\vec{v} \cdot d\vec{v} = m\vec{v} \cdot d\vec{v} = dT, \quad (1.46)$$

$$T = \int_0^v m v dv = \frac{mv^2}{2}. \quad (1.47)$$

Потенциальная энергия – механическая энергия, которая определяется взаимным расположением тел или частей одного тела и обусловлена взаимодействием между этими телами через различные поля.

Поле сил – область пространства, в каждой точке которого на частицу действует определенная сила.

Потенциальные поля – поля, характеризующихся тем, что работа, совершаемая действующими силами при перемещении тела из одного положения в другое, не зависит от того, по какой траектории это перемещение произошло, а зависит только от начального и конечного положений. Силы, действующие в потенциальных полях, называются **консервативными**. Если же работа, совершаемая силой, зависит от траектории перемещения тела из одной точки в другую, то такая сила называется **диссипативной**; ее примером является сила трения.

Тело, находясь в потенциальном поле сил, обладает потенциальной энергией Π . *Работа* консервативных сил при элементарном изменении конфигурации системы *равна приращению потенциальной энергии*, взятому *со знаком минус*, так как работа совершается за счет убыли потенциальной энергии:

$$dA = -d\Pi. \quad (1.48)$$

Так как $dA = \vec{F} \cdot d\vec{r}$, то:

$$\Pi = -\int \vec{F}d\vec{r} + C, \quad (1.49)$$

где C – постоянная интегрирования.

Некоторые виды функции Π :

Поле гравитационных сил:

1) *потенциальная энергия взаимодействия двух тел с массами m_1 и m_2 на расстоянии r друг от друга:*

$$\Pi = -G \frac{m_1 m_2}{r}, \quad (1.50)$$

где $G = 6.67545 \times 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$.

2) потенциальная энергия тела массой m , поднятого на высоту h над поверхностью Земли, где h отсчитывается от нулевого уровня, для которого $\Pi_0=0$

$$\Pi = mgh. \quad (1.51)$$

Энергия упругодеформированного тела:

$$\Pi = \frac{kx^2}{2}. \quad (1.52)$$

Краткие сведения о законах, описывающих разные виды взаимодействий, приведены в табл. 1.1.

Динамика вращательного движения

Чтобы твердое тело с закрепленной осью привести во вращение, нужно приложить силу, не проходящую через ось вращения и непараллельную ей. Вращательное действие силы зависит не только от величины силы, но и от расстояния от линии действия силы до оси вращения (плеча силы).

При *вращательном движении* одна и та же сила может различным образом изменять скорость вращения. *Мерой воздействия* при вращательном движении является физическая величина, называемая **моментом силы**.

Моментом силы \vec{M} относительно точки O называется векторное произведение радиус-вектора \vec{r} , проведенного от точки O к точке приложения силы, и вектора силы \vec{F} :

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]. \quad (1.53)$$

Модуль этого вектора равен произведению силы на плечо:

$$M = Fr \sin \alpha = Fd. \quad (1.54)$$

Плечом силы d называется кратчайшее расстояние от точки O до линии действия силы (рис. 1.6).

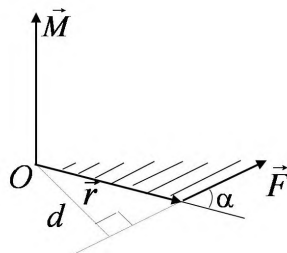


Рис. 1.6. Определение момента силы

Таблица 1.1. Информация о силах

| Происхождение сил | Законы сил |
|--|--|
| Гравитационное притяжение материальных точек с массами m_1 и m_2 , находящихся на расстоянии r | Закон всемирного тяготения $F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$ (G - гравитационная постоянная) |
| Действие Земли с точки зрения наблюдателя, находящегося на Земле | Сила тяжести $\vec{F} = m\vec{g}$ |
| Действие растянутой или сжатой пружины жесткостью k | Закон Гука $\vec{F} = -k\vec{x}$ (x - смещение от положения равновесия) |
| Взаимодействие при контакте поверхностей твердых тел | Сила нормального давления \vec{N} |
| | Сила трения покоя \vec{F}_{mp} или сила трения скольжения $\vec{F}_{mp} = \mu\vec{N}$ |
| Сопrotивление движению твердого тела относительно жидкости или газа | Сила вязкого трения при малых скоростях $\vec{F}_{mp} = -k_1\vec{v}$ |
| | Сила вязкого трения при больших скоростях $\vec{F}_{mp} = r\vec{v}^2$ |
| Выталкивающая сила, действующая на твердое тело, находящееся в жидкости или газе | Закон Архимеда $\vec{F}_a = -m\vec{g}$ (m - масса вытесненной жидкости или газа) |
| Действие электрического поля на заряд q | $\vec{F} = q\vec{E}$ (\vec{E} - напряженность поля) |
| Действие магнитного поля на движущийся заряд q | Сила Лоренца $\vec{F} = q[\vec{v}, \vec{B}]$ (\vec{B} - вектор магнитной индукции) |

Пусть твердое тело имеет неподвижную ось вращения z , вдоль которой направлены псевдовекторы угловой скорости $\vec{\omega}$ и углового ускорения $\vec{\varepsilon}$. В этом случае на изменение характера вращения влияют только составляющие момента силы, ориентированные вдоль оси z .

Следовательно, при применении законов динамики имеет смысл рассматривать только силы или составляющие сил, расположенные в плоскости, перпендикулярной оси вращения. В этом случае **плечом** силы называется кратчайшее расстояние от оси вращения до **линии действия силы**. Обратим внимание, что если линия действия силы проходит через ось вращения, то плечо этой силы, а следовательно и вращающий момент равны нулю.

Момент инерции J – мера инертности при вращательном движении. Момент инерции материальной точки массой m , находящейся на расстоянии r от оси вращения z , определяется формулой

$$J = mr^2. \quad (1.55)$$

Момент инерции твердого тела как системы k материальных точек равен:

$$J = \sum m_k r_k^2. \quad (1.56)$$

Ось, положение которой в пространстве остается неизменным при вращении вокруг нее тела в отсутствие внешних сил, называется *свободной осью вращения*.

Для любого тела существуют три взаимно перпендикулярные оси, которые могут служить свободными, их называют *главными осями инерции*.

Моменты инерции относительно главных осей, называют главными моментами инерции. Тела, для которых $J_1 = J_2 = J_3$, называют *сферические волчки* (например, шар или куб). Если $J_1 = J_2 \neq J_3$, то тела называют *симметричные волчки*, а если $J_1 \neq J_2 \neq J_3$, то – *ассиметричные волчки*.

Для протяженного тела J :

$$J = \int R^2 dm = \int \rho R^2 dV, \quad (1.57)$$

где ρ – плотность, V – объем тела.

Выражения для моментов инерции некоторых однородных твердых тел правильной формы приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2. Моменты инерции твердых тел

| Твердое тело | Ось вращения | Момент инерции |
|--|---------------------------|-------------------|
| Шар радиуса R | Проходит через центр шара | $\frac{2}{5}mR^2$ |
| Сплошной цилиндр радиуса R | Совпадает с осью цилиндра | $\frac{1}{2}mR^2$ |
| Полый тонкостенный цилиндр радиуса R | Совпадает с осью цилиндра | mR^2 |
| Тонкое кольцо радиуса R | Совпадает с осью кольца | mR^2 |

| Твердое тело | Ось вращения | Момент инерции |
|---------------------------|--|--------------------|
| Тонкий диск радиуса R | Совпадает с осью диска | $\frac{1}{2}mR^2$ |
| | Совпадает с диаметром диска | $\frac{1}{4}mR^2$ |
| Тонкий стержень длины l | Перпендикулярна стержню и проходит через его центр | $\frac{1}{12}ml^2$ |
| | Перпендикулярна стержню и проходит через его конец | $\frac{1}{3}ml^2$ |

Момент инерции относительно произвольной оси в ряде случаев можно рассчитать по **теореме Штейнера**:

$$J = J_c + md^2, \quad (1.58)$$

то есть момент инерции J относительно произвольной оси z равен моменту инерции J_c относительно оси z_c , параллельной данной и проходящей через центр масс C тела, плюс произведение массы m тела на квадрат расстояния d между осями.

Основное уравнение динамики вращательного движения относительно неподвижной оси

$$\vec{\varepsilon} = \frac{\vec{M}}{J}, \quad (1.59)$$

где \vec{M} – вектор результирующего момента внешних сил, действующих на тело; J – момент инерции тела относительно оси вращения; $\vec{\varepsilon}$ — вектор углового ускорения.

Момент импульса \vec{L} тела, вращающегося относительно неподвижной оси с угловой скоростью $\vec{\omega}$

$$\vec{L} = J\vec{\omega}, \quad (1.60)$$

где J – момент инерции тела относительно оси вращения.

Кинетическая энергия вращательного движения

$$T = \sum \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum \frac{m_i \omega^2 r_i^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum m_i r_i^2 = \frac{J\omega^2}{2} \quad (1.61)$$

Работа при вращательном движении. При повороте тела под действием силы на бесконечно малый угол $d\varphi$ точка приложения силы B проходит путь $ds = rd\varphi$ и работа равна:

$$dA = F \sin \alpha r d\varphi = \vec{M} d\vec{\varphi}. \quad (1.62)$$

Мощность при вращательном движении

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{\vec{M} d\vec{\varphi}}{dt} = \vec{M} \vec{\omega}. \quad (1.63)$$

Законы сохранения

Замкнутая механическая система – система, не взаимодействующая с другими телами.

Закон сохранения энергии

Полная механическая энергия замкнутой системы есть величина постоянная.

$$E = \sum_{i=1}^n T_i + \sum_{i=1}^n \Pi_i = const. \quad (1.64)$$

Этот закон справедлив, если части системы не взаимодействуют или между ними действуют консервативные силы, а также, если система находится в поле действия консервативных сил.

Закон сохранения импульса

Суммарный импульс замкнутой механической системы есть величина постоянная.

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i = const. \quad (1.65)$$

Закон справедлив в полях консервативных сил. Если система не замкнута, но сумма действующих внешних сил равно нулю, то (1.65) выполняется.

Закон сохранения момента импульса

Суммарный момент импульса замкнутой системы есть величина постоянная.

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n (\vec{r}_i \times \vec{p}_i) = \sum_{i=1}^n J_i \vec{\omega}_i = const. \quad (1.66)$$

Сопоставим основные величины и соотношение для поступательного движения тела и для его вращения вокруг неподвижной оси (табл. 1.3).

Таблица 1.3. Сравнительная таблица основных величин и соотношений для поступательного и вращательного движения

| Поступательное движение | | Вращательное движение | |
|-----------------------------|---------------------------------|-----------------------------|--|
| Масса | m | Момент инерции | J |
| Перемещение | $d\vec{r}$ | Угловое перемещение | $d\bar{\varphi}$ |
| Скорость | $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ | Угловая скорость | $\vec{\omega} = \dot{\bar{\varphi}}$ |
| Ускорение | $\vec{a} = \dot{\vec{v}}$ | Угловое ускорение | $\vec{\varepsilon} = \dot{\vec{\omega}}$ |
| Сила | \vec{F} | Момент силы | \vec{M} |
| Импульс | \vec{p} | Момент импульса | \vec{L} |
| Работа | $dA = F_s dS$ | Работа | $dA = M d\bar{\varphi}$ |
| Кинетическая энергия | $\frac{mv^2}{2}$ | Кинетическая энергия | $\frac{J\omega^2}{2}$ |
| Основное уравнение динамики | $\vec{F} = m\vec{a}$ | Основное уравнение динамики | $\vec{M} = J\vec{\varepsilon}$ |
| | $\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}$ | | $\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt}$ |

1.3. Механика жидкостей и газов

Гидроаэромеханика – раздел механики, изучающий равновесие и движение жидкостей и газов, их взаимодействие между собой и обтекаемыми ими твердыми телами, - использует *единый подход* к изучению жидкостей и газов.

Физическая величина, определяемая нормальной силой, действующей со стороны жидкости на единицу площади, называется **давлением** p жидкости:

$$p = \frac{\Delta F}{\Delta S} \quad (1.67)$$

Единица давления – паскаль (Па): 1 Па равен давлению, создаваемому силой 1 Н, равномерно распределенной по нормальной к ней поверхности площадью 1 м² [1 Па=1 Н/м²].

Давление при равновесии жидкостей (газов) подчиняется **закону Паскаля**: давление в любом месте покоящейся жидкости одинаково по всем направлениям, причем давление одинаково передается по всему объему, занятому покоящейся жидкостью.

Если жидкость несжимаема, то ее плотность не зависит от давления. Тогда при поперечном сечении S столба жидкости, его высоте h и плотности ρ вес

$$P = \rho g S h, \quad (1.68)$$

а давление на нижнее основание:

$$p = \frac{P}{S} = \frac{\rho g S h}{S} = \rho g h, \quad (1.69)$$

т.е. давление изменяется линейно с высотой. Давление $p = \rho g h$ называется **гидростатическим давлением**.

Согласно формуле (1.69), сила давления на нижние слои жидкости будет больше, чем на верхние, поэтому на тело, погруженное в жидкость, действует сила, определяемая **законом Архимеда**: на тело, погруженное в жидкость (газ), действует со стороны этой жидкости направленная вверх выталкивающая сила, равная весу вытесненной телом жидкости (газа):

$$F_A = \rho g V, \quad (1.70)$$

где ρ - плотность жидкости, V – объем погруженного в жидкость тела.

Уравнение неразрывности.

Движение жидкостей называется **течением**, а совокупность частиц движущейся жидкости – **поток**. Графически движение жидкостей изображается с помощью **линий тока**, которые проводятся так, что касательные к ним совпадают по направлению с вектором скорости жидкости в соответствующих точках пространства. **Трубка тока** – поверхность, образованная линиями тока, которые проведены через все точки замкнутого контура. В случае стационарного течения жидкости трубки тока не меняются во времени. В реальных жидкостях есть сила внутреннего трения, но в ряде случаев оно не велико. **Идеальная жидкость** – жидкость, в которой отсутствует внутреннее трение.

Рассмотрим трубку тока. Выберем два ее сечения S_1 и S_2 , перпендикулярные по направлению скорости (рис. 1.7).

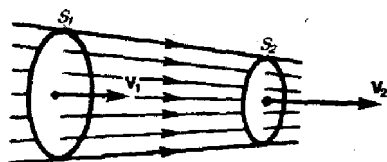


Рис. 1.7. Определение уравнения неразрывности

За время Δt через сечение S проходит объем жидкости $Sv\Delta t$; следовательно, за 1 с через S_1 пройдет объем жидкости S_1v_1 , где v_1 - скорость течения жидкости в месте сечения S_1 . Через S_2 пройдет объем жидкости S_2v_2 , где v_2 - скорость течения жидкости в месте сечения S_2 . Здесь предполагается, что скорость жидкости в сечении постоянна. Если жидкость несжимаема ($\rho = const$), то через сечение S_2 пройдет такой же объем жидкости, как и через сечение S_1 , т.е.

$$S_1v_1 = S_2v_2 = const . \quad (1.71)$$

Уравнение (1.71) – **уравнение неразрывности для несжимаемой жидкости.**

Уравнение Бернулли и следствия из него.

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho gh_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho gh_2 + p_2 , \quad (1.72)$$

где ρ – плотность жидкости. Но так как сечения выбирались произвольно, то можно записать

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho gh + p = const . \quad (1.73)$$

Выражение (1.73) выведено швейцарским физиком Д.Бернулли и называется **уравнением Бернулли**. Уравнение Бернулли – выражение закона сохранения энергии применительно к установившемуся течению идеальной жидкости. Оно хорошо выполняется и для реальных жидкостей, внутреннее трение которых не очень велико.

Величина p в выражении (1.73) называется **статическим давлением** (давление жидкости на поверхность обтекаемого ею тела), величина $\frac{\rho v^2}{2}$ – **динамическим давлением**.

Для горизонтальной трубки тока ($h_1 = h_2$) выражение (1.73) принимает вид

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = const , \quad (1.74)$$

где $\frac{\rho v^2}{2} + p$ – полное давление.

РАЗДЕЛ II. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

2.1. Электростатика

Электростатика – учение о покоящихся зарядах и связанных с ними полях.

Электрический заряд и его свойства

Опыты показывают существование положительных и отрицательных зарядов.

Точечный заряд – заряженное тело, размером которого можно пренебречь по сравнению с расстояниями до других тел.

Единицей измерения заряда является 1 Кулон [1 Кл].

Если заряд сосредоточен в тонком поверхностном слое тела, его распределение характеризуют **поверхностной плотностью заряда**:

$$\sigma = \frac{dq}{dS}. \quad (2.1)$$

Единица измерения поверхностной плотности заряда [Кл/м²].

Если заряд распределен по объему или поверхности цилиндрического тела равномерно в каждом сечении, его характеризуют **линейной плотностью заряда**:

$$\tau = \frac{dq}{dl}. \quad (2.2)$$

Единица измерения поверхностной плотности заряда [Кл/м].

Объемная плотность заряда:

$$\rho = \frac{dq}{dV}. \quad (2.3)$$

Единица измерения поверхностной плотности заряда [Кл/м³].

Свойства зарядов:

1) *Сохраняемость.* Закон сохранения зарядов, впервые сформулированный американским физиком Б.Франклином в 1747 г., был экспериментально обоснован выдающимся английским физиком М.Фарадеем в 1843 году: *в электрически изолированной системе суммарный заряд не изменяется*

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n, \quad (2.4)$$

где q_n - заряды входящих в систему объектов, q - суммарный заряд системы.

2) *Квантование*. Заряд q любого наэлектризованного (заряженного) тела, а также частиц - атомов или молекул, из которых это тело состоит, является кратным некоторому элементарному значению:

$$q = \pm N\bar{e}, \quad (2.5)$$

где N – целое число, \bar{e} – элементарный заряд. В 1910-1914 гг. Р. Милликен экспериментально установил, что заряд любого тела составляет целое кратное элементарного заряда $\bar{e} = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Носителем элементарного отрицательного заряда является электрон, элементарного положительного – протон.

3) *Взаимодействие*. В 1785 г. экспериментально открыт закон Кулона: *сила взаимодействия между двумя зарядами прямо пропорциональна произведению этих зарядов и обратно пропорциональна квадрату расстояния между ними*

$$\vec{F}_{1,2} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2} \vec{e}, \quad (2.6)$$

где $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная (Ф (фарад) – единица электрической ёмкости). Если заряды находятся не в вакууме, а в какой-либо среде, то сила их взаимодействия уменьшается в ϵ раз, где ϵ - диэлектрическая проницаемость среды. Таким образом, диэлектрическая проницаемость показывает во сколько раз сила взаимодействия двух точечных неподвижных зарядов в вакууме больше их сил взаимодействия в среде. Закон Кулона справедлив для $r = 10^{-15} \text{ м} \div 10^3 \text{ м}$.

Принцип суперпозиции кулоновских сил. Если имеется система точечных зарядов, то сила, действующая на каждый из них, определяется как векторная сумма сил, действующих на данный заряд со стороны всех других зарядов системы. При этом сила взаимодействия данного заряда с каким-то конкретным зарядом рассчитывается так, как будто других зарядов нет.

Напряженность и потенциал электростатического поля

Всякий заряд изменяет свойства пространства вокруг него, т.е. создает поле. **Электрическое поле** – это форма существования материи, носитель энергии. Электрическое поле воздействует на заряд, помещенный в него. С помощью этого свойства поле можно обнаружить.

Заряд, используемый для обнаружения поля, называют **пробным**. Он может быть любым по величине и знаку.

Для количественного определения электрического поля вводится силовая характеристика **напряженность** электрического поля. *Напряженностью электрического поля называют физическую величину, равную отношению силы, с которой поле действует на положительный пробный заряд, помещенный в данную точку пространства, к величине этого заряда:*

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}. \quad (2.7)$$

Напряженность электрического поля – векторная физическая величина. Направление вектора совпадает в каждой точке пространства с направлением силы, действующей на положительный пробный заряд.

Электрическое поле неподвижных и не меняющихся со временем зарядов называется *электростатическим*.

Единица измерения напряженности электрического поля 1 В/м.

Принцип суперпозиции электрических полей. Напряженность электрического поля, создаваемого системой зарядов в данной точке пространства, равна векторной сумме напряженностей электрических полей, создаваемых в той же точке зарядами в отдельности:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n. \quad (2.8)$$

В соответствии с законом Кулона, напряженность электростатического поля, создаваемого точечным зарядом q на расстоянии r от него, равна по модулю

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2} \quad (2.9)$$

Это поле называется *кулоновским*. В кулоновском поле направление вектора \vec{E} зависит от знака заряда q : если $q > 0$, то вектор \vec{E} направлен по радиусу от заряда, если $q < 0$, то вектор \vec{E} направлен к заряду (рис. 2.1).

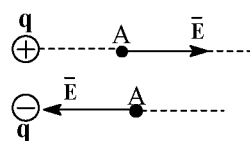


Рис. 2.1. Направление вектора напряженности

Для наглядного представления электрического поля **используют силовые линии**. Эти линии проводятся так, чтобы направление вектора \vec{E} в каждой точке (рис. 2.2, точки 1, 2 и 3) совпадало с направлением касательной к силовой линии (рис. 2.2).

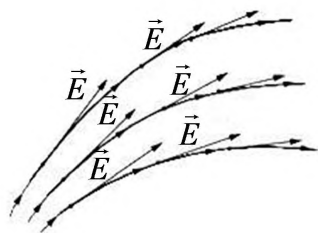


Рис. 2.2. Линии вектора напряженности

Так как в каждой данной точке пространства вектор напряженности имеет лишь одно направление, то линии напряженности никогда не пересекаются. Для однородного поля (когда вектор напряженности в любой точке постоянен по величине и направлению) линии напряженности параллельны вектору напряженности.

Так как электрическое поле является носителем энергии, оно имеет энергетическую характеристику – потенциал, φ . **Потенциал** – физическая величина, определяемая энергией одиночного положительного заряда, помещенного в данную точку поля. Единицей измерения потенциала является вольт $1 \text{ В} = [1 \text{ Дж/Кл}]$.

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}, \quad (2.10)$$

$$\varphi = \frac{\Pi}{q}. \quad (2.11)$$

Зная потенциал, можно найти **энергию** заряда в электрическом поле:

$$\Pi_i = q_i \varphi \quad (2.12)$$

Из (2.10) и (2.12) следует, что энергия взаимодействия двух точечных зарядов:

$$\Pi_{1,2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r}. \quad (2.13)$$

Работа электрического поля по перемещению заряда

В точке 1 энергия заряда будет $\Pi_1 = q\varphi_1$, а в точке 2 – $\Pi_2 = q\varphi_2$. Электрическое поле является потенциальным, следовательно, работа, совершаемая полем по перемещению заряда q из точки 1 в точку 2:

$$A_{1 \rightarrow 2} = \Pi_1 - \Pi_2 = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (2.14)$$

Физический смысл потенциала. Найдем работу по перемещению заряда из данной точки в бесконечность. Пусть поле создано точечным зарядом q_0 .

$$A_{1 \rightarrow \infty} = q(\varphi_1 - \varphi_\infty) = q\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{r_1} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_0}{\infty}\right) = q\varphi_1, \quad (2.15)$$

$$\varphi_1 = \frac{A_{1 \rightarrow \infty}}{q}. \quad (2.16)$$

Таким образом, потенциал численно равен работе по перемещению единичного положительного заряда из данной точки поля в бесконечность.

Потенциал системы зарядов в некоторой точке равен алгебраической сумме потенциалов полей отдельных зарядов:

$$\varphi = \sum \pm \varphi_i. \quad (2.17)$$

Для системы точечных зарядов:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i^n \frac{q_i}{r_i}. \quad (2.18)$$

Связь между напряженностью и потенциалом

Напряженность показывает скорость убывания потенциала по данному направлению:

$$\vec{E} = -\left(\frac{d\varphi}{dx} \vec{e}_x + \frac{d\varphi}{dy} \vec{e}_y + \frac{d\varphi}{dz} \vec{e}_z\right), \quad \vec{E} = -\frac{d\varphi}{dr} \quad (2.19)$$

Описание свойств векторных полей

Градиент. Если в каждой точке поля $P(x,y,z)$ задано значение скалярной величины $\varphi = f(x,y,z)$, говорят, что задано скалярное поле φ . Градиентом величины φ является вектор:

$$\text{grad}\varphi = \frac{d\varphi}{dx}\bar{e}_x + \frac{d\varphi}{dy}\bar{e}_y + \frac{d\varphi}{dz}\bar{e}_z. \quad (2.20)$$

Приращение функции φ , $d\varphi$, при смещении на отрезок $d\vec{l} = dx\bar{e}_x + dy\bar{e}_y + dz\bar{e}_z$:

$$d\varphi = \text{grad}\varphi d\vec{l}. \quad (2.21)$$

Градиент скалярного поля это векторная функция координат точек поля.

Поток вектора. Для произвольного скалярного вектора \vec{a} поток через поверхность S определяется:

$$\Phi_a = \int_S \vec{a} d\vec{S} = \int_S a_n dS, \quad (2.22)$$

где $d\vec{S}$ - псевдовектор, модуль которого равен площади dS , а направление совпадает с направлением нормали к площадке.

Принято вычислять вытекающий поток, т.е. \vec{n} – внешняя нормаль (из поверхности наружу). Отличие потока Φ_a через замкнутую поверхность S от нуля показывает, что внутри поверхности имеются источники или стоки. Если $\Phi_a > 0$, значит преобладают источники, $\Phi_a < 0$ – преобладают стоки.

Дивергенция (расхождение вектора) – позволяет определять удельную мощность источников в точке P:

$$\text{div}\vec{a} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\Phi_a}{V} = \frac{1}{V} \oint \vec{a} d\vec{S}. \quad (2.23)$$

Таким образом, дивергенция это скалярная функция координат, определяющих положение данной точки P в пространстве. В декартовой системе координат:

$$\text{div}\vec{a} = \frac{\partial a_x}{\partial x} + \frac{\partial a_y}{\partial y} + \frac{\partial a_z}{\partial z}. \quad (2.24)$$

Теорема Остроградского-Гаусса

Зная $\text{div}\vec{a}$ в каждой точке поля, можно вычислить поток вектора \vec{a} через любую замкнутую поверхность конечных размеров:

$$\int_V \text{div}\vec{a} dV = \oint_S \vec{a} d\vec{S}. \quad (2.25)$$

Векторное поле называется *соленоидальным*, если всюду в этом поле $\operatorname{div} \vec{a} = 0$. В этом поле поток вектора \vec{a} через любую замкнутую поверхность равен нулю.

Циркуляция. Циркуляцией векторного поля по данному замкнутому контуру Γ называется криволинейный интеграл второго рода, взятый по Γ :

$$\text{циркуляция } \vec{a} \text{ по } \Gamma = \oint_{\Gamma} \vec{a} d\vec{l} = \oint_{\Gamma} a_i dl_i. \quad (2.26)$$

Ротор (вихрь) – вектор, характеризующий вращательное движение в данной точке векторного поля. Циркуляция характеризует свойства поля усредненные по поверхности, ограниченной контуром Γ . Чтобы получить характеристику поля в точке, нужно стянуть контур Γ в точку P :

$$(\operatorname{rot} \vec{a})_n = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{\text{циркуляция } \vec{a} \text{ по } \Gamma}{S}, \quad (2.27)$$

где $(\operatorname{rot} \vec{a})_n$ – проекция $\operatorname{rot} \vec{a}$ на положительную нормаль площади S , охватываемой контуром Γ .

$$\operatorname{rot} \vec{a} = - \lim_{V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{V} \oint \vec{a}_x d\vec{S} \right). \quad (2.28)$$

Теорема Стокса. Зная $\operatorname{rot} \vec{a}$ в каждой точке поля, можно вычислить циркуляцию \vec{a} по Γ , ограниченную S в этом поле. Разобьём S на очень малые участки, каждый из которых ограничим контуром $d\Gamma$, тогда:

$$\text{циркуляция } \vec{a} \text{ по } d\Gamma \approx (\operatorname{rot} \vec{a})_n dS. \quad (2.29)$$

$$\text{При } dS \rightarrow 0 \quad \oint_{\Gamma} \vec{a} d\vec{l} = \int_S \operatorname{rot} \vec{a} d\vec{S}. \quad (2.30)$$

Если для поля \vec{a} в любой точке $\operatorname{rot} \vec{a} = 0$, поле является *потенциальным* и может быть охарактеризовано скалярной величиной – потенциалом. Поле, у которого $\operatorname{rot} \vec{a} \neq 0$ называется *вихревым*.

Циркуляция и ротор электростатического поля. Сила, действующая на заряд q консервативна, следовательно, работа этой силы на любом замкнутом пути Γ равна:

$$A = \oint_{\Gamma} q \vec{E} d\vec{l} = 0, \quad (2.31)$$

$$\oint_{\Gamma} \vec{E} d\vec{l} = 0. \quad (2.32)$$

Т.е. циркуляция вектора напряженности электростатического поля по любому замкнутому контуру равна нулю.

Рассмотрим поверхность S , ограниченную контуром Γ . Согласно теореме Стокса (2.30) $\int_S \text{rot} \vec{E} d\vec{S} = \oint_{\Gamma} \vec{E} d\vec{l}$, следовательно:

$$\int_S \text{rot} \vec{E} d\vec{S} = 0. \quad (2.33)$$

Так как поверхность S выбрана произвольно, то в каждой точке поля

$$\text{rot} \vec{E} = 0. \quad (2.34)$$

Таким образом, электростатическое поле безвихревое и равенство (2.34) делает возможным представление \vec{E} в виде градиента скалярной функции:

$$\vec{E} = -\text{grad} \varphi. \quad (2.35)$$

Теорема Гаусса для электростатического поля. Дает простой способ вычисления напряженности электростатических полей.

Поток вектора напряженности электростатического поля через произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме зарядов, находящихся внутри этой поверхности деленной на ϵ_0 .

$$\Phi_E = \frac{\sum q_i}{\epsilon_0} \quad (2.36)$$

Расчет электростатических полей с помощью теоремы Гаусса

1. Поле бесконечной однородно заряженной плоскости.

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}, \quad (2.37)$$

где σ – поверхностная плотность заряда, ϵ_0 – электрическая постоянная.

2. Поле плоского конденсатора.

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (2.38)$$

3. Поле бесконечно длинного однородно заряженного цилиндра (нити, проволоки).

$$E(r) = \frac{\tau}{2\pi R \epsilon_0}, \quad (2.39)$$

где τ – линейная плотность заряда, R – радиус цилиндра.

4. Поле цилиндрического конденсатора.

$$E(r) = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0 r}, \quad (2.40)$$

где $R_1 \leq r \leq R_2$, R_1 – внутренний радиус цилиндрического конденсатора, R_2 – внешний радиус цилиндрического конденсатора.

5. Поле заряженной сферической поверхности.

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}, \quad (2.41)$$

где r – расстояние от сферической поверхности.

6. Поле сферического конденсатора.

$$E(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}, \quad (2.42)$$

где $R_1 \leq r \leq R_2$, R_1 – внутренний радиус сферического конденсатора, R_2 – внешний радиус сферического конденсатора.

7. Поле объемно заряженного шара.

$$E(r)_{\text{внутри}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 R^3} r, \quad r \leq R \quad (2.43)$$

$$E(r)_{\text{снаружи}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad R \leq r \quad (2.44)$$

Емкость – это способность проводника или системы проводников накапливать электрический заряд.

$$C = \frac{q}{\varphi}, \quad C = \frac{q}{U} \quad (2.45)$$

где φ – потенциал проводника (при условии, что в бесконечности потенциал проводника принимается равным нулю); U – разность потенциалов пластин конденсатора.

Таким образом, емкость – величина, численно равная заряду, сообщению которого проводнику увеличит потенциал проводника на единицу. Единицей измерения емкости является Фарад, $1 \text{ Ф} = [1 \text{ Кл/В}]$.

1. *Емкость уединённой проводящей сферы радиусом R :*

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R. \quad (2.46)$$

Для Земли $C_3 = 4\pi\epsilon_0\epsilon R_3 \approx 700$ мкФ.

2. *Емкость плоского конденсатора:*

$$C = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d}, \quad (2.47)$$

где S —площадь пластины (одной) конденсатора; d —расстояние между пластинами.

3. *Емкость цилиндрического конденсатора:*

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon l}{\ln(R_2/R_1)}, \quad (2.48)$$

где R_1 – внутренний радиус цилиндрического конденсатора, R_2 – внешний радиус цилиндрического конденсатора, l – длина конденсатора.

4. *Емкость сферического конденсатора:*

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}, \quad (2.49)$$

где R_1 – внутренний радиус сферического конденсатора, R_2 – внешний радиус сферического конденсатора.

5. *Емкость батареи конденсаторов:*

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{C_i} \quad (\text{при последовательном соединении}), \quad (2.50)$$

$$C = \sum_{i=1}^N C_i \quad (\text{при параллельном соединении}), \quad (2.51)$$

где N — число конденсаторов в батарее.

Энергия заряженного конденсатора:

$$W = \frac{qU}{2}, \quad W = \frac{CU^2}{2}, \quad W = \frac{q^2}{2C}. \quad (2.52)$$

Объемная плотность w (энергия электростатического поля на единицу объема):

$$w = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon E^2. \quad (2.53)$$

Вектор электрического смещения (электрическая индукция) – векторная величина, равная сумме вектора напряжённости электрического поля \vec{E} и вектора поляризации \vec{p} :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{p}. \quad (2.54)$$

2.2. Постоянный электрический ток

Носители тока – заряженные частицы, способные перемещаться в данной среде на макрорасстояния. **Электрический ток** – направленное движение заряженных частиц.

Сила тока – величина заряда, переносимого через рассматриваемую поверхность в единицу времени.

$$I = \frac{dq}{dt}, \quad (2.55)$$

где q – заряд, прошедший через поперечное сечение проводника за время t . За направление тока принимается движение положительных зарядов. Единицей измерения силы тока является 1 Ампер [A].

Вектор плотности тока это вектор, направление которого совпадает с направлением электрического поля, а величина численно равна току, протекающему через единичное поперечное сечение проводника перпендикулярно направлению движения зарядов:

$$\vec{j} = \frac{dI}{dS_{\perp}} \vec{e}_j, \quad (2.56)$$

где S – площадь поперечного сечения проводника.

Постоянный ток – ток, не изменяющийся во времени ни по величине, ни по направлению.

Электродвижущая сила (ЭДС):

$$\varepsilon_{12} = \frac{A_{12}}{q}, \quad (2.57)$$

где ε_{12} – величина, численно равная работе по перемещению сторонними силами единичного положительно заряда из точки 1 в точку 2. Единицей измерения ЭДС является 1 Вольт [В].

Законы Ома.

Однородный проводник – такой, ток через который определяется только разностью потенциалов на его концах.

Однородные участки цепи состоят из однородных проводников.

Неоднородный проводник – проводник, содержащий ЭДС.

Неоднородный участок цепи – неоднородный проводник или их система.

Закон Ома для однородного участка цепи: сила тока, текущего по однородному металлическому проводнику пропорциональна падению напряжения на проводнике

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R}, \quad (2.58)$$

где $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ – разность потенциалов (напряжение) на концах участка цепи; R – электрическое сопротивление участка (зависит от материала, размеров и формы проводника). Единицей измерения сопротивления является 1 Ом [Ом].

Для однородного проводника справедливо:

$$R = \rho \frac{l}{S}. \quad (2.59)$$

где ρ – удельное сопротивление материала [Ом·м], l – длина проводника, S – площадь поперечного сечения.

Закон Ома в дифференциальной форме:

$$\vec{j} = \frac{\vec{E}}{\rho} = \vec{E}\sigma, \quad (2.60)$$

где σ – удельная проводимость.

Закон Ома для неоднородного участка цепи:

$$I = \frac{(\varphi_1 - \varphi_2) \pm \sum \varepsilon_i}{R}, \quad (2.61)$$

где $\sum_i \varepsilon_i$ – алгебраическая сумма ЭДС источников тока, имеющих в цепи; R – полное сопротивление участка (сумма внешних и внутренних сопротивлений);

ε берется со знаком «+», если ток через источник идет в сторону увеличения потенциала.

Закон Ома для замкнутой цепи:

$$I = \frac{\varepsilon}{R+r}, \quad (2.62)$$

где R – внешнее сопротивление цепи; r – внутреннее сопротивление цепи (сопротивление источника тока).

Сопротивление системы проводников R определяется из следующих соотношений:

$$R = \sum_i R_i \quad (\text{при последовательном соединении}) \quad (2.63)$$

$$\frac{1}{R} = \sum_i \frac{1}{R_i} \quad (\text{при параллельном соединении}), \quad (2.64)$$

где R_i – сопротивление i -го проводника.

Правила Кирхгофа

Узел – точка, в которой сходятся более, чем два проводника.

Первое правило Кирхгофа: алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю:

$$\sum_i \pm I_i = 0. \quad (2.65)$$

Условились входящие в узел токи считать со знаком «+», а выходящие – со знаком «-».

Второе правило Кирхгофа: в любом замкнутом контуре алгебраическая сумма падения напряжения равна алгебраической сумме ε , встречающихся в этом контуре

$$\sum_i \pm I_i R_j = \sum_k \pm \varepsilon_k \quad (2.66)$$

Методика расчета электрических цепей с помощью правил Кирхгофа

Рассмотрим электрическую цепь, представленную на рис. 2.3.

1. Найти узлы.

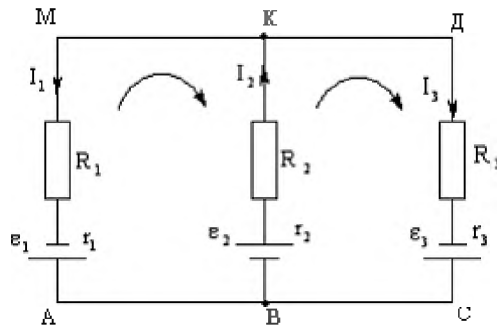


Рис. 2.3. Электрическая цепь

2. Произвольно указать направление тока на разных участках цепи.

3. Выбрать узлы, для которых наборы проходящих через них токов различны и записать уравнение (2.65).

Например, для узла К: $-I_1 + I_2 - I_3 = 0$

4. Произвольно выбрать контуры и произвольно указать направление обхода контуров. Для каждого контура записать уравнение вида (2.66). При обходе контура со знаком «+» берется $I_i R_j$, если направление тока совпадает с направлением обхода. ε_k берется со знаком «+», если ε повышает потенциал в направлении обхода.

Например, для контура АМКВ: $-I_1(R_1 + r_1) - I_2(R_2 + r_2) = -\varepsilon_1 - \varepsilon_2$.

Для контура ВКДС: $I_2(R_2 + r_2) + I_3(R_3 + r_3) = \varepsilon_2 + \varepsilon_3$

5. Решают систему уравнений (2.65) и (2.66).

Работа тока. Мощность тока. Закон Джоуля-Ленца

Работа, совершаемая током:

$$A = IUt, \quad A = I^2Rt, \quad A = \frac{U^2 t}{R}. \quad (2.67)$$

Первая формула справедлива для любого участка цепи, на концах которого поддерживается напряжение U , последние две – для участка, не содержащего ЭДС.

Мощность, развиваемая током на участке:

$$P = IU, \quad P = I^2R, \quad P = \frac{U^2}{R}. \quad (2.68)$$

Закон Джоуля-Ленца. Если единственным результатом действия тока является нагрев, то количество теплоты, выделяемое за время t :

$$Q = A = IUt = I^2 Rt = \frac{U^2 t}{R}. \quad (2.69)$$

2.3. Магнетизм

Магнитное поле – это особая материальная среда, через которую взаимодействуют движущиеся электрические заряды (электрические токи).

Особенности магнитного поля:

1. Магнитное поле имеет вихревой и векторный характер.
2. Силовой характеристикой магнитного поля является **магнитная индукция** \vec{B} . Единицей измерения магнитной индукции является 1 Тесла [Тл].
3. Графически магнитное поле изображается с помощью *магнитных силовых линий*. Силовые линии замкнуты.
4. Магнитное поле создается только движущимися зарядами или переменным электрическим полем и действует только на движущиеся заряды.
5. Для магнитного поля справедлив принцип суперпозиции: магнитное поле, порожденное несколькими движущимися зарядами или токами равно векторной сумме полей, создаваемых каждым зарядом или током в отдельности

$$\vec{B} = \sum_i \vec{B}_i. \quad (2.70)$$

Примеры магнитных полей с током

1. *Поле прямого тока.* Силовые линии расположены по концентрическим окружностям с центром на проводнике. Направление силовых линий определяется по правилу правого винта, а вектора магнитной индукции по касательной к силовым линиям (рис. 2.4)

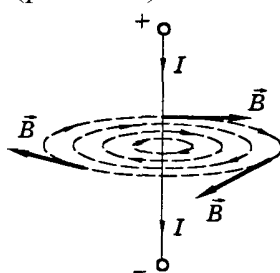


Рис. 2.4. Магнитное поле прямого тока

2. *Поле кругового тока.* Силовые линии, охватывающие проводник с током, имеют вид концентрических окружностей; направление линий определяется по правилу буравчика (рис. 2.5).

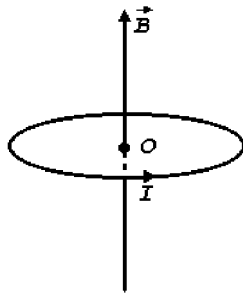


Рис. 2.5. Магнитное поле кругового тока

3. Поле бесконечно длинного соленоида. Силовые линии направлены согласно правилу правого винта (рис. 2.6).

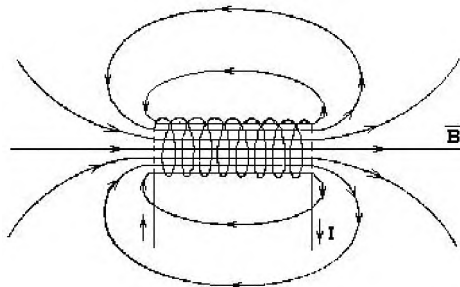


Рис. 2.6. Магнитное поле соленоида

Сила Ампера. На проводник с током, помещенный в магнитное поле, действует со стороны поля сила. В случае однородного поля и прямолинейного проводника сила равна:

$$\vec{F}_A = I[\vec{l}\vec{B}] \quad (2.71)$$

или
$$F_A = IlB \sin \alpha, \quad (2.72)$$

где I – сила тока в проводнике; l – длина проводника; α – угол между направлением тока в проводнике и вектором магнитной индукции \vec{B} .

Если же проводник криволинеен (рис. 2.7) или магнитное поле неоднородно, то закон Ампера применяют к каждому элементу dl проводника:

$$dF_A = I[dl\vec{B}], \quad (2.73)$$

или
$$dF_A = IdlB \sin \alpha, \quad (2.74)$$

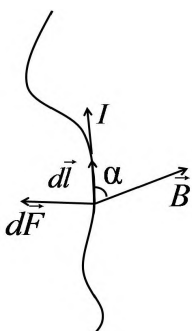


Рис. 2.7. Определение силы Ампера

Направление вектора $d\vec{l}$ совпадает с направлением тока в элементе dl .

Из закона Ампера следует, что магнитная индукция численно равна силе, с которой однородное магнитное поле действует на перпендикулярный полю проводник длиной 1 м при токе 1 А.

Сила Ампера направлена перпендикулярно вектору магнитной индукции \vec{B} и направлению тока, текущего по проводнику. Для определения *направления силы Ампера* обычно используют *правило левой руки*: если расположить левую руку так, чтобы линии индукции \vec{B} входили в ладонь, а вытянутые пальцы были направлены вдоль тока, то отведенный большой палец укажет направление силы, действующей на проводник.

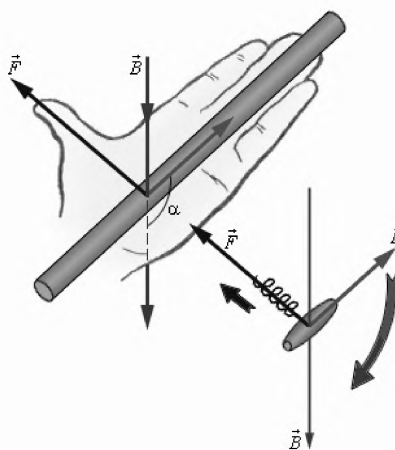


Рис. 2.8. Правило левой руки или буравчика

Если угол α между направлениями вектора \vec{B} и тока в проводнике отличен от 90° , то для определения направления силы Ампера \vec{F} более удобно пользоваться *правилом буравчика*: воображаемый буравчик располагается перпендикулярно плоскости, содержащей вектор \vec{B} и проводник с током, затем

его рукоятка поворачивается от направления тока к направлению вектора \vec{B} . Поступательное перемещение буравчика будет показывать направление силы Ампера \vec{F}_A (рис. 2.8).

Одним из важных примеров магнитного взаимодействия токов является *взаимодействие параллельных токов*. Два бесконечных прямых параллельных проводника с токами I_1 и I_2 взаимодействуют с силой:

$$\vec{F} = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 l}{2\pi d}, \quad (2.75)$$

где d – (расстояние между проводниками; l – длина участка проводника, на который действует сила \vec{F} , μ_0 – магнитная постоянная, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; μ – относительная магнитная проницаемость среды, в которой создается магнитное поле.

Магнитное взаимодействие параллельных проводников с током используется в Международной системе единиц (СИ) для определения единицы силы тока – Ампера: *Ампер* – сила неизменяющегося тока, который при прохождении по двум параллельным проводникам бесконечной длины и ничтожно малого кругового сечения, расположенным на расстоянии 1 м один от другого в вакууме, вызвал бы между этими проводниками силу магнитного взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н на каждый метр длины.

Магнитная индукция \vec{B} связана с **напряженностью** магнитного поля \vec{H} :

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}, \quad (2.76)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; μ – относительная магнитная проницаемость среды, в которой создается магнитное поле.

Магнитное поле движущегося заряда

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} q \frac{[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3}, \quad (2.77)$$

где \vec{v} – вектор скорости движения заряда, \vec{r} – радиус-вектор, идущий от заряда в точку наблюдения.

Магнитное поле проводника с током. Закон Био-Савара-Лапласа

Согласно закону Био-Савара-Лапласа, *магнитное поле проводника вычисляется как векторная сумма полей, создаваемых отдельными участками*

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu I}{4\pi r^3} [d\vec{l} \vec{r}] \quad (2.78)$$

или в скалярной форме

$$dB = \frac{\mu_0 \mu I dl \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad (2.79)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; μ – относительная магнитная проницаемость среды, в которой создается магнитное поле; r – радиус-вектор, проведенный от элемента проводника к точке А, в которой определяется магнитная индукция; α – угол между радиус-вектором \vec{r} и направлением тока в элементе проводника $d\vec{l}$ (элементом тока $\vec{I}d\vec{l}$).

Используя закон Био-Савара-Лапласа, найдем магнитную индукцию полей проводников простой формы:

1. *Магнитное поле прямого бесконечно длинного проводника с током.*

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b}, \quad (2.80)$$

где b – расстояние от точки до проводника.

2. *Магнитное поле кругового тока в центре.*

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\vec{p}_m}{r^3}, \quad (2.81)$$

где r – радиус витка, $\vec{p}_m = IS\vec{n}$ – дипольный магнитный момент (I – сила тока в контуре, S – площадь контура, \vec{n} – единичный вектор нормали к плоскости контура.).

Дивергенция, циркуляция и ротор магнитного поля

В любой точке поля *дивергенция* вектора магнитной индукции равна нулю:

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0. \quad (2.82)$$

Циркуляция вектора магнитной индукции вдоль произвольного замкнутого контура пропорциональна алгебраической сумме токов, охватываемых этим контуром (закон полного тока):

$$\oint_{\Gamma} \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 \sum_i \pm I_i. \quad (2.83)$$

Ротор магнитного поля:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}, \quad (2.84)$$

где \vec{j} – плотность тока.

Таблица 2.1. Сравнение электростатического и магнитного полей в вакууме

| Электростатическое поле | Магнитное поле |
|---|--|
| $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \neq 0 \Rightarrow$ <p>отличие дивергенции от нуля показывает, что существуют заряды q (источники поля)</p> | $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ <p>равенство дивергенции нулю показывает, что магнитных зарядов не существует</p> |
| $\operatorname{rot} \vec{E} = 0 \Rightarrow$ <p>электростатическое поле является потенциальным, имеет скалярную характеристику – потенциал</p> | $\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \neq 0 \Rightarrow$ <p>Магнитное поле является соленоидальным, ему нельзя приписать скалярный потенциал.</p> |

Действие магнитного поля на движущийся заряд. Сила Лоренца

Магнитная сила – сила, действующая на заряд, движущийся в магнитном поле:

$$\vec{F}_B = q[\vec{v} \times \vec{B}], \quad (2.85)$$

$$F_B = qvB \sin \alpha, \quad (2.86)$$

где q – заряд частицы; v – ее скорость; \vec{B} – индукция магнитного поля, α – угол между вектором скорости и вектором магнитной индукции.

Случаи движения заряда в магнитном поле:

1. В случае, если $\vec{v} \parallel \vec{B} \Rightarrow \alpha = 0^\circ$ или 180° и $F_B = 0 \Rightarrow$ заряд движется прямолинейно и равномерно.

2. В случае, если $\vec{v} \perp \vec{B} \Rightarrow \alpha = 90^\circ$ и $F_B = qvB \Rightarrow$ заряд движется по окружности, магнитная сила выступает как центростремительная.

3. В случае, если $\alpha \neq 0^\circ$ и $\alpha \neq 90^\circ \Rightarrow$ заряд движется по спирали.

При смене знака заряда форма траектории не изменяется. Меняется направление магнитной силы \vec{F}_B на противоположное.

Магнитная сила \vec{F}_B всегда перпендикулярна вектору скорости и значит не совершает работы по перемещению заряда, т.е. действуя на заряд постоянным магнитным полем, нельзя изменить его энергию.

Если заряд движется одновременно в электростатическом и магнитном поле, то на него действуют одновременно и электростатическая сила и магнитная, их результирующая называется **силой Лоренца**:

$$\vec{F}_L = q\vec{E} + q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.87)$$

Работа по перемещению проводника с током в магнитном поле

Контур с током образован двумя параллельными проводниками (рис.2.9), по которым скользит перемычка длиной l .

Под действием внешнего поля \vec{B} (\vec{B} перпендикулярно плоскости контура) перемычка перемещается на расстояние d . Найдём работу, совершаемую силой Ампера:

$$A = F_A d = I B l d = I B S, \quad (2.88)$$

где S – площадь контура между двумя положениями подвижного проводника, BS – есть изменение магнитного потока, пронизывающего контур при движении перемычки $\Delta\Phi$. Тогда

$$A_{12} = I\Delta\Phi = I(\Phi_2 - \Phi_1), \quad (2.89)$$

где Φ_1 и Φ_2 – потоки, пронизывающие контур до и после перемещения перемычки.

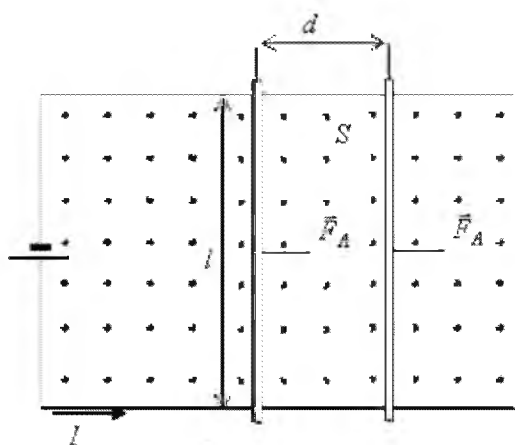


Рис. 2.9. Перемещение проводника с током в магнитном поле

Электромагнитная индукция. Правило Ленца

Согласно закону электромагнитной индукции Фарадея при изменении магнитного потока Φ_B , пронизывающего электрический контур, в нём возбуждается ток, называемый **индукционным**.

Величина *электродвижущей силы* (ЭДС индукции, ε_i), ответственной за этот ток, определяется уравнением:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi_B}{dt}, \quad (2.90)$$

Правило Ленца: индукционный ток, возникающий в контуре, направлен так, чтобы препятствовать причине его вызывающей.

Если контур, в котором находится ЭДС индукции, состоит из N витков, то поток через весь контур будет равен сумме потоков через каждый виток:

$$\Psi = N\Phi_B, \quad (2.91)$$

где Ψ – потокосцепление.

Явление самоиндукции.

Пусть контур имеет N витков, тогда полный магнитный поток через контур будет равен $\Psi = NBS$, но согласно закону Био-Савара-Лапласа $B \sim I$, следовательно, и $\Psi \sim I$, т.е.

$$\Psi = LI, \quad (2.92)$$

где L – индуктивность.

Единицей измерения индуктивности является 1 Генри [Гн] – индуктивность такого контура, в котором протекающий ток в 1 А создает магнитный поток через контур в 1 Вебер.

В случае *соленоида (тороида)* потокосцепление $\Psi = LI$, а индуктивность соленоида (тороида):

$$L = \mu_0 \mu n^2 V, \quad (2.93)$$

где n – отношение числа витков соленоида N к его длине l ; V – объем соленоида (тороида).

ЭДС самоиндукции:

$$\varepsilon_c = -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -(L\frac{dI}{dt} + I\frac{dL}{dt}), \quad (2.94)$$

В случае, когда $L = \text{const}$ (в отсутствии ферромагнетиков):

$$\varepsilon_c = -L \frac{dI}{dt}, \quad (2.95)$$

Замыкание цепи

При замыкании цепи, содержащей активное сопротивление R и индуктивность L , индукционный ток направлен против тока, создаваемого источником, и замедляет его возрастание. Мгновенное значение тока в цепи в этом случае

$$I = \frac{\varepsilon}{R} (1 - e^{-Rt/L}), \quad (2.96)$$

где ε - ЭДС источника тока; t - время, прошедшее после замыкания цепи; e - основание натурального логарифма.

При размыкании такой цепи индукционный ток совпадает по направлению с током, создаваемым источником до размыкания цепи, и поддерживает в течение некоторого времени ток в цепи. Мгновенное значение тока при размыкании цепи

$$I = I_0 e^{-Rt/L}, \quad (2.97)$$

где $I_0 = \varepsilon/R$ - сила тока перед размыканием цепи (при $t=0$); t - время, прошедшее с момента размыкания цепи.

Энергия магнитного поля соленоида:

$$W = \frac{LI^2}{2}, \quad (2.98)$$

Объемная плотность энергии магнитного поля (отношение энергии магнитного поля соленоида к его объему)

$$w = \frac{B^2}{2\mu_0\mu} = \frac{\mu_0\mu H^2}{2} = \frac{BH}{2}, \quad (2.99)$$

где B - магнитная индукция; H - напряженность магнитного поля.

Связь магнитного и электрического полей

Поле, возникающее в контуре, создается сторонними силами, т.е. не является электростатическим. Это поле порождается переменным магнитным полем и имеет вихревой характер (в контуре нельзя найти точку, где поле начинается и где заканчивается).

Электрическое поле характеризуется векторами электрической напряженности \vec{E} , и электрической индукции \vec{D} , а магнитное поле – вектором магнитной индукции \vec{B} и вектором напряженности \vec{H} . Закон Био-Савара-Лапласа позволяет установить взаимную ориентацию \vec{E} , \vec{D} и \vec{B} , \vec{H} : $\vec{E}, \vec{D} \perp \vec{B}, \vec{H}$. Вывод Максвелла: переменное электрическое поле порождает переменное магнитное поле, и наоборот. Таким образом, электрическое и магнитное поле есть единое целое.

РАЗДЕЛ III. ФИЗИКА КОЛЕБАНИЙ И ВОЛН

3.1. Колебательные движения

Колебания – процессы, повторяющиеся через определенные промежутки времени.

Гармонические колебания – колебания, описываемые уравнениями (рис.3.1):

$$\begin{aligned}x(t) &= A \cos(\omega_0 t \pm \varphi_0) \\x(t) &= A \sin(\omega_0 t \pm \varphi_0) \end{aligned} \quad (3.1)$$

где $x(t)$ – характеризует изменение какой-либо физической величины во времени. В случае механических колебаний x есть смещение точки от положения равновесия; A – амплитуда колебаний, соответствует максимальному отклонению величины x от значения, соответствующего положению равновесия; $\omega_0 t + \varphi_0$ – фаза колебаний; φ_0 – начальная фаза колебаний [рад]; ω_0 – собственная (циклическая) частота колебаний, т.е. число полных колебаний за 2π секунд [рад/с].

Система, колебания которой описываются уравнениями (3.1), называется *одномерным гармоническим осциллятором*.

$$\begin{aligned}\omega &= 2\pi\nu \\T &= \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{\nu},\end{aligned} \quad (3.2)$$

где T – период колебаний, т.е. время, за которое совершается одно полное колебание; ν – частота колебаний, число полных колебаний за 1 секунду.

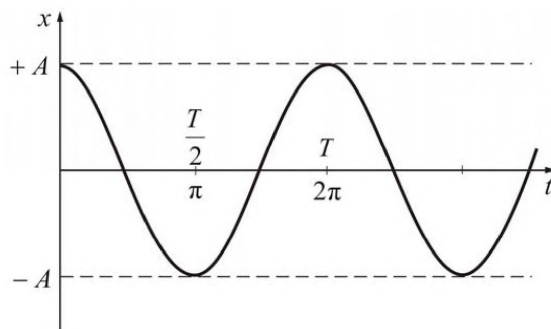


Рис. 3.1. Гармоническое колебательное движение

Колебания характеризуются не только смещением, но скоростью v_x и ускорением a_x . Если смещение описывается уравнением $x(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$, то, по определению:

$$\begin{aligned} v_x &= \frac{dx}{dt} = -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = v_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0); \\ a_x &= \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = a_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

– скорость колебаний тела максимальна и по абсолютной величине равна амплитуде скорости в момент прохождения через положение равновесия ($x = 0$). При максимальном смещении ($x = \pm A$) скорость равна нулю;

– ускорение равно нулю при прохождении телом положения равновесия и достигает наибольшего значения, равного амплитуде ускорения при наибольших смещениях.

Ускорение всегда направлено к положению равновесия, поэтому, удаляясь от положения равновесия, тело движется замедленно, приближаясь к нему – ускоренно. Ускорение всегда прямо пропорционально смещению, а его направление противоположно направлению смещения. Все эти выводы могут служить определением гармонического колебания. Графики смещения скорости и ускорения гармонических колебаний приведены на рис. 3.2.

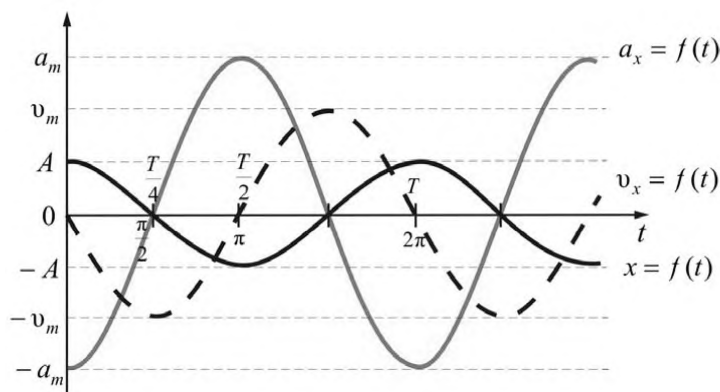


Рис. 3.2. Изменение характеристик гармонического колебательного движения со временем

Основное уравнение динамики гармонических колебаний

Второй закон Ньютона позволяет в общем виде записать связь между силой и ускорением при прямолинейных гармонических колебаниях материальной точки (или тела) с массой m .

Исходя из второго закона Ньютона ($\vec{F} = m\vec{a}$), можно записать:

$$F_x = -m\omega_0^2 A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = -m\omega_0^2 x, \quad (3.4)$$

где F_x – проекция силы на направление x . Из этого выражения следует, что сила F пропорциональна x и всегда направлена к положению равновесия (поэтому ее и называют возвращающей силой). Период и фаза силы совпадают с периодом и фазой ускорения.

Примером сил, удовлетворяющих уравнению (3.4), являются упругие силы. Силы же, имеющие иную природу, но удовлетворяющие (3.4), называются квазиупругими. Квазиупругая сила

$$F_x = -kx, \quad (3.5)$$

где k – коэффициент квазиупругой силы.

Сравнивая уравнения (3.4) и (3.5), видим, что $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$.

В случае прямолинейных колебаний вдоль оси x проекция ускорения на эту ось $a_x = \frac{d^2x}{dt^2}$.

Подставив выражения для a_x и F_x во второй закон Ньютона, получим основное уравнение динамики гармонических колебаний, вызываемых упругими или квазиупругими силами:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx, \text{ или } m \frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0; \quad \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{k}{m}x = 0; \quad \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (3.6)$$

Решением этого уравнения будет выражение вида (3.1), т.е. смещение груза под действие упругой или квазиупругой силы является гармоническим колебанием, происходящим по синусоидальному закону.

Сложение колебаний одинаковой направленности и одинаковой частоты. Векторная диаграмма

Колебания одинаковой направленности – это такие, направление смещений у которых совпадают с точностью до знака.

Формально изобразим колебания как вектор, вращающийся на плоскости, причем модуль этого вектора равен амплитуде колебаний, а угловая скорость вращения – циклической частоте ω_0 (рис. 3.3). Угол между вектором и осью x в начальный момент времени равен начальной фазе φ .

Рассмотрим два колебания, описываемые уравнениями:

$$x_1(t) = A_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_1)$$

$$x_2(t) = A_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_2)$$

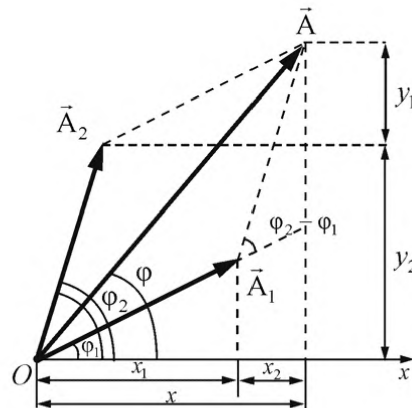


Рис. 3.3. Сложение гармонических колебаний одного направления методом векторных диаграмм

Отложим из точки O вектор \vec{A}_1 под углом φ_1 к опорной линии и вектор \vec{A}_2 под углом φ_2 . Оба вектора вращаются против часовой стрелки с одинаковой угловой скоростью ω_0 , поэтому их разность фаз не зависит от времени ($\varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$). Такие колебания называют *когерентными*.

Известно, что суммарная проекция вектора \vec{A} равна сумме проекций на эту же ось. Поэтому результирующее колебание изображается вектором амплитуды $\vec{A} = \vec{A}_1 + \vec{A}_2$, вращающимся вокруг точки O с той же угловой скоростью ω_0 , что и \vec{A}_1 , и \vec{A}_2 . Результирующее колебание должно быть также гармоническим с частотой ω_0 : $x(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$.

По правилу сложения векторов найдем суммарную амплитуду:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (3.7)$$

Начальная фаза определяется из соотношения:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}. \quad (3.8)$$

Таким образом, тело, участвуя в двух гармонических колебаниях одного направления и одинаковой частоты, совершает также гармоническое колебание в том же направлении и с той же частотой, что и складываемые колебания.

Анализ:

1. Если начальные фазы φ_1 и φ_2 одинаковы, то колебания x_1 и x_2 в этом случае синфазны $A = A_1 + A_2$;

2. Если $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi$, то колебания x_1 и x_2 происходят в противофазе и $A = |A_2 - A_1|$

3. Если частоты разные: $\omega_1 \neq \omega_2$, то векторы \vec{A}_1 и \vec{A}_2 на диаграмме будут вращаться с разной скоростью, а результирующий вектор будет вращаться с переменной скоростью и пульсировать по амплитуде, результирующее колебание будет не гармоническим.

Биения – гармонические колебания с пульсирующей амплитудой. Возникают при сложении двух гармонических колебаний одинаковой направленности с близкими частотами.

Пусть амплитуды складываемых колебаний равны A , а частоты – ω_0 и $\omega_0 + \Delta\omega$, причем $\Delta\omega \ll \omega_0$. Начало отсчета выберем так, чтобы начальные фазы обоих колебаний были равны нулю: $x_1(t) = A \cos(\omega_0 t)$; $x_2(t) = A \cos(\omega_0 + \Delta\omega)t$.

Сложим эти выражения:

$$x = A[\cos \omega_0 t + \cos(\omega_0 + \Delta\omega)t] = \left(2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right) \cos \omega t, \quad (3.9)$$

где $A_b = \left| 2A \cos \frac{\Delta\omega}{2} t \right|$ – амплитуда биений.

Изобразим график биений (рис. 3.4). *Модуляция колебаний* – изменения по определенному закону какого-либо параметра периодических колебаний (A, ω_0), осуществляемое за время значительно большее, чем период колебаний.

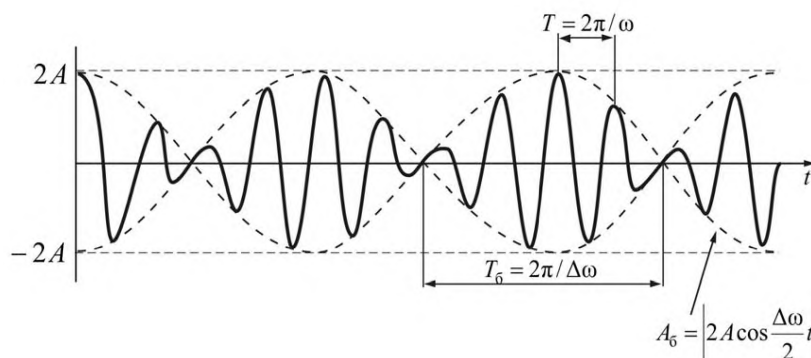


Рис. 3.4. Биения

Сложение взаимно перпендикулярных колебаний. Фигуры Лиссажу

Пусть точка совершает гармонические колебания в двух взаимно перпендикулярных направлениях по законам:

$$x(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi_1)$$

$$y(t) = B \cos(\omega_0 t + \varphi_2)$$

Траектория точки будет определяться: 1) $\varphi_2 - \varphi_1$; 2) ω_1 и ω_2 ; 3) A, B

Рассмотрим частные случаи:

1. $\omega_1 = \omega_2, \Delta\varphi = 0$

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

$$y(t) = B \cos(\omega t + \varphi)$$

$\frac{x}{y} = \frac{A}{B}; y = \frac{B}{A}x$ — это уравнение прямой, проходящей через начало

координат. Следовательно, в результате сложения двух взаимно перпендикулярных колебаний с одинаковыми начальными фазами будут происходить колебания вдоль прямой, проходящей через начало координат. Такие колебания называются *линейно поляризованными* (рис. 3.5а).

2. $\omega_1 = \omega_2, \Delta\varphi = \pm\pi$

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

$$y(t) = -B \cos(\omega t + \varphi)$$

$\frac{x}{y} = -\frac{A}{B}; y = -\frac{B}{A}x$ — т.е. точка будет колебаться вдоль прямой,

проходящей через начало координат, но прямая лежит в других четвертях по сравнению с первым случаем (рис. 3.5б).

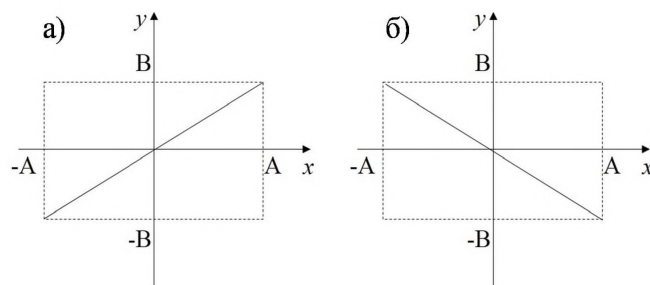


Рис. 3.5. Линейно поляризованные колебания

3. $\omega_1 = \omega_2, \Delta\varphi = \pm\pi/2$

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

$$y(t) = B \sin(\omega t + \varphi)$$

$$\Rightarrow \frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1$$

Если $A=B$, траектория – окружность, а колебания называются *циркулярно-поляризованными*, в противном случае – *эллиптически поляризованными* (рис.3.6).

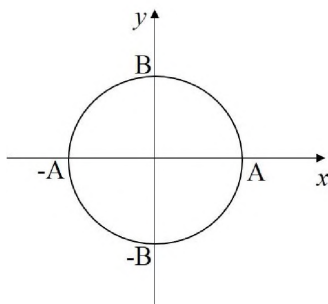


Рис. 3.6. Эллиптически поляризованные колебания

4) **Все остальные разности фаз дают эллипсы с различным углом наклона относительно осей координат.** Фигуры, получаемые при сложении взаимно перпендикулярных колебаний разных частот, называются фигурами Лиссажу. Если $\omega_1 \neq \omega_2$, то в результате будут получаться уже не эллипсы, а более сложные фигуры Лиссажу. На рисунке 3.7 приведены несколько фигур Лиссажу для соотношений частот колебаний $\omega_1:\omega_2=1:2$ и разности фаз $\Delta\varphi=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$.

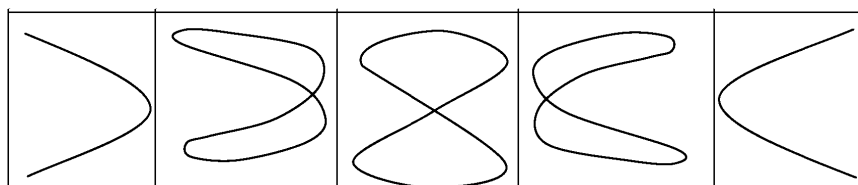


Рис. 3.7. Фигуры Лиссажу

По виду фигур Лиссажу можно определять неизвестные частоты по известным или соотношение складываемых частот.

Гармонический анализ

Любое сложное периодическое колебание $S=f(t)$ можно представить в виде суммы простых гармонических колебаний с циклическими частотами, кратными основной циклической частоте.

$$S(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_n (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t), \quad (3.10)$$

(3.10) – называется *разложением в ряд Фурье* или *гармонический анализ*. Члены ряда Фурье, соответствующие колебаниям с частотами $\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$, называются *первой (основной), второй, третьей* и т.д. *гармониками*. Совокупность этих гармоник образует *спектр колебания*. Часто под спектром колебания понимают спектр его частот, т.е. совокупность частот простых гармонических колебаний, при сложении которых может быть получено сложное колебание. Периодические колебания имеют *дискретный (линейчатый) спектр*, а *непериодические* колебания имеют *сплошной спектр* частот.

Математический маятник. Колебания физического маятника

Математический маятник – материальная точка массы m , подвешенная на невесомой нерастяжимой нити длиной L (изолированная система, состоящая из тонкой нити и шарика, масса которого сосредоточена в точке). Колебания математического маятника при малых амплитудах являются гармоническими.

Сила тяжести создает вращательный момент \vec{M} , направленный перпендикулярно плоскости рисунка (рис. 3.8).

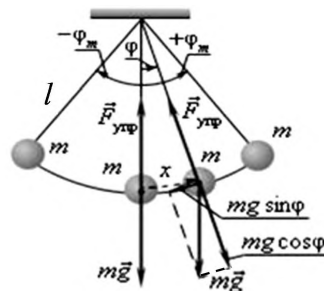


Рис. 3.8. Колебания математического маятника

Момент $\vec{M} = \vec{l} \times \vec{P}$, модуль его $|\vec{M}| = \vec{l} \cdot |m\vec{g}| \sin \varphi$. При угле $\varphi \cong 0$, $\sin \varphi \approx \varphi$.

Тогда

$$|\vec{M}| = \vec{l} \cdot |m\vec{g}| \cdot \varphi. \quad (3.11)$$

Согласно основному закону вращательного движения $\vec{M} = J\vec{\varepsilon}$ или $|\vec{M}| = J|\ddot{\varphi}|$. Момент инерции $J = ml^2$.

Тогда
$$M = ml^2\ddot{\varphi} \text{ и } ml^2\ddot{\varphi} = -mgl\varphi. \quad (3.12)$$

Т.к. момент силы \vec{M} стремится привести маятник в равновесие, то угловое смещение $\vec{\varphi}$ увеличивается, а \vec{M} уменьшается. Однако, при увеличении \vec{x} , \vec{F} уменьшается.

Вектор \vec{M} является моментом квазиупругой силы $F = -kx$. Сравните: $M = -mgl\varphi$, где $k = mgl$. Тогда

$$ml^2\ddot{\varphi} + mgl\varphi = 0 \quad (3.13)$$

или после деления обеих частей уравнения на ml^2 получим

$$\ddot{\varphi} + \frac{g}{l}\varphi = 0. \quad (3.14)$$

Произведем замену $\omega_0^2 = \frac{g}{l}$, где ω_0^2 – квадрат собственной частоты колебаний математического маятника. Дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \omega_0^2\varphi = 0, \quad (3.15)$$

имеет решение $\varphi(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$, где $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$, $T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$ – период колебаний математического маятника.

Твердое тело, колеблющееся около оси, расположенной выше его центра тяжести, называется *физическим маятником* (рис. 3.9).

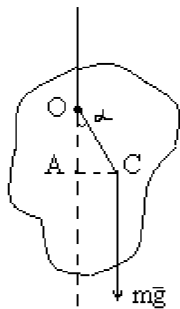


Рис. 3.9. Колебания физического маятника

Пусть расстояние от оси вращения, проходящей через точку O, до центра масс (точка C) равно d ($OC = d$). При отклонении от положения равновесия на угол α (мал по сравнению с радианом) возникает момент силы тяжести

$$M = -mgd \sin \alpha \cong -mgd\alpha \quad (3.16)$$

С другой стороны, если момент инерции маятника относительно заданной оси равен J , то $M = J\ddot{\alpha}$. Тогда уравнение движения маятника

$$J\ddot{\alpha} + mgd\alpha = 0, \quad (3.17)$$

и после деления на J обеих частей уравнения получаем

$$\ddot{\alpha} + \frac{mgd}{J}\alpha = 0, \quad (3.18)$$

где $\frac{mgd}{J} = \omega_0^2$ – квадрат собственной частоты колебаний физического маятника.

Решение уравнения имеет вид:

$$\alpha = \alpha_0 \cos \omega_0 t. \quad (3.19)$$

Период колебаний физического маятника:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgd}}. \quad (3.20)$$

Введем приведенную длину маятника $l^* = \frac{J}{md}$. Для математического маятника период колебаний равен $T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$. Используя приведенную длину физического маятника l^* и подставляя ее в формулу для периода этого маятника, получаем $T = 2\pi \sqrt{\frac{l^*}{g}}$.

При приближении точки O к точке C уменьшается d ; при $d \rightarrow 0$ период $T \rightarrow \infty$.

Затухающие колебания

Колебания остаются гармоническими, если не происходит рассеяние энергии. В реальных системах всегда имеются силы сопротивления, приводящие к затуханию колебаний и рассеянию энергии. Если сила сопротивления \vec{F}_c невелика, то ее можно положить пропорциональной скорости.

Для этого случая второй закон Ньютона запишется:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \vec{F} + \vec{F}_c \quad \text{или} \quad m\ddot{x} = -F - F_c = -kx - \beta\dot{x} \quad (3.21)$$

Уравнение движения после деления на массу и замену

$$2n = \frac{\beta}{m}, \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m} \quad (3.22)$$

будет выглядеть:

$$\ddot{x} + 2n\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (3.23)$$

Возможны три случая:

1) $F < F_c$ – ангармонические колебания (рис.3.10);



Рис. 3.10. Ангармоническое колебание

2) $F \cong F_c$ – также ангармоническое колебание;

3) $F > F_c$ – колебания с уменьшающейся амплитудой.

Рассмотрим обыкновенное дифференциальное уравнение второго рода линейное однородное с постоянными коэффициентами.

Как показывает теория линейных дифференциальных уравнений, общее его решение ищется в виде:

$$x = x_1 + x_2, \quad x_1 = Ae^{\lambda_1 t}, x_2 = Be^{\lambda_2 t} \quad (3.24)$$

Характеристическое уравнение имеет вид

$$\lambda^2 + 2n\lambda + \omega_0^2 = 0. \quad (3.25)$$

Корни

$$\lambda_{1,2} = -n \pm \sqrt{n^2 - \omega_0^2} \quad (3.26)$$

Пусть $\omega_0^2 > n^2$, то есть $F > F_c$, $\lambda_{1,2} = -n \pm i\omega$, где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - n^2}$, тогда

$$x = Ae^{\lambda_1 t} + Be^{\lambda_2 t}, \quad (3.27)$$

где

$$A = re^{i\varphi} ; \quad B = re^{-i\varphi} . \quad (3.28)$$

Тогда

$$x(t) = re^{-mt} \left[e^{i(\omega t + \varphi)} + e^{-i(\omega t + \varphi)} \right] \quad (3.29)$$

$$x(t) = Ce^{-mt} \cos(\omega t + \varphi) . \quad (3.30)$$

Окончательно получили квазигармоническое колебание. При $t \rightarrow \infty$ амплитуда колебания затухает по показательному закону (рис. 3.11).

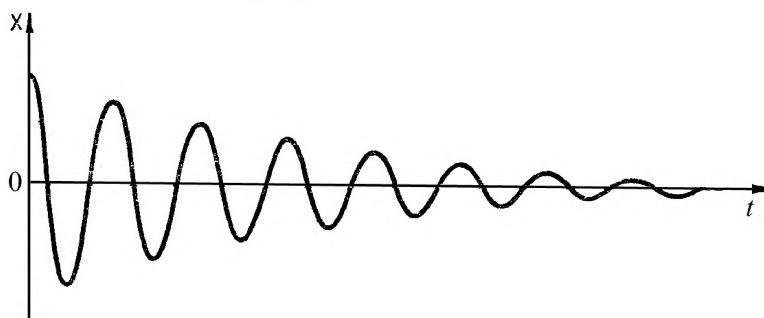


Рис. 3.11. Затухающее колебание

Логарифм отношения амплитуд двух колебаний через время T , равное периоду колебания, называется **логарифмическим декрементом затухания**

$$\delta = \ln \frac{Ce^{-mt}}{Ce^{-n(t+T)}} nT , \quad (3.31)$$

т.е.
$$\delta = \frac{\beta T}{2m} = \frac{2\pi n}{\omega} , \quad (3.32)$$

δ можно определить из опыта, измеряя амплитуды двух последующих колебаний.

Вынужденные колебания

Если на колебательную систему действует внешняя периодическая сила $\vec{F}(t)$, то в системе через некоторое время устанавливаются вынужденные колебания с частотой, равной частоте ω колебаний внешней силы (рис.3.12).

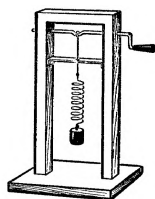


Рис. 3.12. Вынужденные колебания

Второй закон Ньютона для такой системы может быть записан так:

$$m\ddot{x} = -kx - \beta v + F \cos \omega t \quad (3.33)$$

Выражение (3.33) представляет собой линейное неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка. Его общее решение есть сумма общего решения однородного уравнения плюс частного решения неоднородного уравнения.

Общее решение однородного уравнения определяет колебания с собственной частотой ω_0 , а частное решение неоднородного уравнения – колебания под влиянием вынуждающей силы. Общее решение однородного уравнения убывает со временем по закону экспоненты, поэтому установившийся режим колебания определяется частным решением неоднородного уравнения, т.е. колебания с частотой вынуждающей силы. Если сила трения мала ($F_c \cong 0$), то общее решение уравнения будет таким:

$$x(t) = C \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi) + \frac{M}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t \quad (3.34)$$

При $\omega_0 = \omega$ амплитуда вынужденных колебаний возрастает. Это явление называется **резонансом** (рис.3.13).

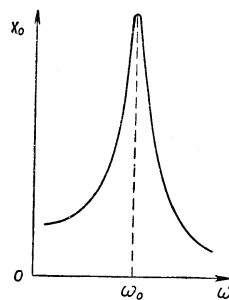


Рис. 3.13. Резонансная кривая $x(\omega)$

В колебательных системах (с затуханием) амплитуда при резонансе достигает максимальных, но конечных значений (рис.3.14).

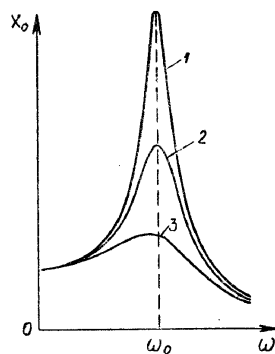


Рис. 3.14. Зависимость $x(\omega)$ с различными силами сопротивлений

В таких системах резонанс наступает при частоте ω_0' , меньшей, чем резонансная ω_0 (трение замедляет колебания).

3.2. Электромагнитные колебания

Свободные колебания. Колебательный контур

При разрядке конденсатора через катушку возникают колебания. За время разряда конденсатор успевает много раз перезарядиться, и ток меняет направление много раз. Периодически (или почти периодически) изменяются также заряд, напряжение, а также электрические и магнитные поля. Эти колебания называют **электромагнитными**.

Для наблюдения и исследования таких колебаний используется электронный осциллограф. На рис. 3.15 показана осциллограмма затухающих колебаний.

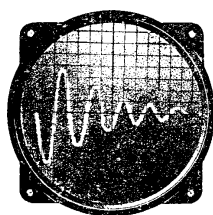


Рис. 3.15. Осциллограмма электромагнитных затухающих колебаний

Эти колебания являются *свободными*. Они возникают в системе после того, как конденсатору сообщается заряд, выводящий систему из состояния равновесия. Зарядка конденсатора эквивалентна *отклонению маятника или груза на пружине от положения равновесия*.

Простейшая система, в которой могут возникать свободные электромагнитные колебания, состоит из конденсатора и катушки, соединенных так, как показано на рис.3.16. Такая система называется **колебательным контуром**.

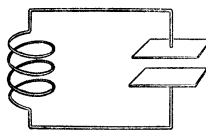


Рис. 3.16. Колебательный контур

Возникновение колебаний в системе происходит следующим образом (рис.3.17). Сначала переключатель находится в положении 1. Конденсатор заряжается, получая заряд Q , при этом колебательному контуру сообщается энергия $W_e = \frac{q^2}{2C}$. Далее переводят переключатель в положение 2. Немедленно под действием электрического поля в катушке возникает электрический ток силой $I = \frac{dq}{dt}$, конденсатор начинает разряжаться.

Вследствие явления самоиндукции ток нарастает постепенно. Когда конденсатор полностью разрядится ($q = 0$), ток перестает нарастать. В момент полной разрядки конденсатора его энергия становится равной нулю, но энергия тока $W_m = \frac{LI^2}{2}$ максимальна. В дальнейшем ток начинает ослабевать, а конденсатор будет перезаряжаться до тех пор, пока ток полностью не прекратится. Энергия тока (магнитного поля) станет равной нулю, а энергия конденсатора максимальной. После этого процесс протекает в обратном порядке и конденсатор опять перезаряжается. Если бы не было потерь энергии, то этот процесс продолжался бы сколь угодно долго: колебания были бы незатухающими. Через промежуток времени T (период колебания) состояние системы в точности повторялось бы.

Но в действительности потери энергии неизбежны. Катушка и соединительные провода обладают сопротивлением R , и это ведет к превращению электромагнитной энергии во внутреннюю, т.е. к выделению теплоты.

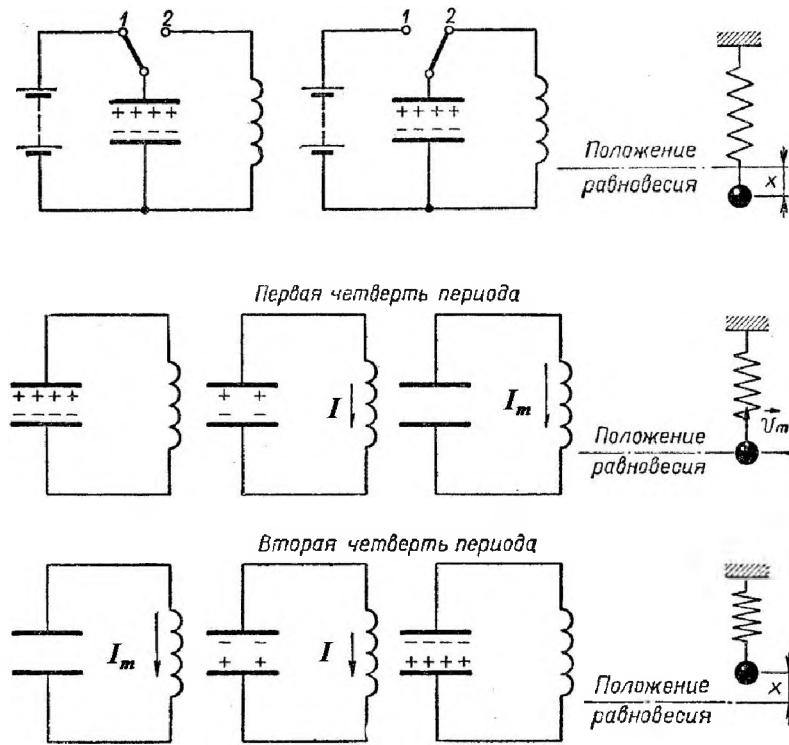


Рис. 3.17. Возникновение свободных электромагнитных колебаний

Количественно процессы в идеальном колебательном контуре ($R \cong 0$) можно описать. Пусть в произвольный момент времени t напряжение на обкладках конденсатора $U_c = \frac{q}{C}$. При изменяющемся токе в контуре действует ЭДС самоиндукции $\varepsilon_c = -L \frac{dI}{dt}$.

Поскольку $I = \frac{dq}{dt}$, то $\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$. Согласно второму закону Кирхгофа $U_c = \varepsilon_c$ или $\frac{q}{C} = -L \frac{d^2q}{dt^2}$. Переносим из правой части в левую в последнем выражении и делим обе части на L , получаем

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC}q = 0. \quad (3.35)$$

Введем величину $\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$ — квадрат собственной частоты электромагнитных колебаний контура:

$$\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0. \quad (3.36)$$

Получим дифференциальное уравнение второго рода, линейное, однородное. Его решение имеет вид

$$q(t) = q_0 \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (3.37)$$

Можно выбрать момент времени t , когда φ_0 будет равна нулю. Нетрудно убедиться, что по гармоническому закону будет меняться напряжение на обкладках конденсатора

$$U_c = \frac{q_0}{C} \cos \omega_0 t = U_0 \cos \omega_0 t \quad (3.38)$$

где $U_0 = \frac{q_0}{C}$ – амплитуда колебания напряжения.

Сила тока I тоже совершает гармонические колебания, но эти колебания смещены по фазе на $\frac{\pi}{2}$ относительно колебаний заряда:

$$i = -q_0 \omega_0 \sin \omega_0 t = -I_0 \sin \omega_0 t = I_0 \sin(\omega_0 t + \frac{\pi}{2}), \quad (3.39)$$

где: $I_0 = q_0 \omega_0$ – амплитуда колебаний силы тока.

Вынужденные колебания. Переменный синусоидальный ток.

Нетрудно получить электромагнитные колебания в цепи под действием внешней периодической электродвижущей силы. Такая ЭДС возникает в проволочной рамке с несколькими витками при вращении ее в однородном магнитном поле с постоянной скоростью.

Пусть в однородном магнитном поле равномерно вращается рамка (рис. 3.18).

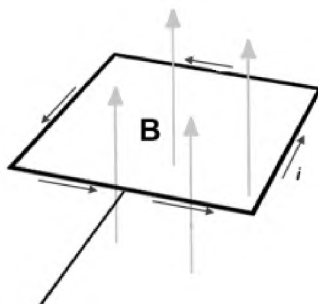


Рис. 3.18. Рамка с током в однородном магнитном поле

Пока рамка находится в покое, тока в ней нет. При вращении, в рамке появляется ток. Ток достигает максимума в момент, когда рамка перпендикулярна магнитному полю (наибольшее количество линии пронизывает рамку) и равен нулю, когда параллельна (наименьшее количество линии пронизывает рамку). После прохождения момента, когда рамка параллельна вектору магнитной индукции \vec{B} , ток в ней начинает течь в обратную сторону. Ток, который получается при вращении рамки, изменяясь во времени, описывает синусоиду, то есть является *синусоидальным* (рис.3.19).

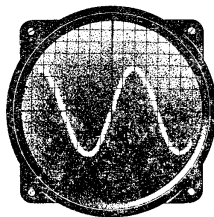


Рис. 3.19. Осциллограмма переменного тока

Согласно закону Фарадея в рамке возникает ЭДС индукции:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi_B}{dt} = -\frac{d(\Phi_0 \cos \omega t)}{dt} = \omega \Phi_0 \sin \omega t, \quad (3.40)$$

где ω – угловая скорость, Φ_0 – магнитный поток.

$$\varepsilon_i = \varepsilon_0 \sin \omega t \quad (3.41)$$

Если ток замкнуть на потребителя, в цепи потечет ток силой:

$$\frac{\varepsilon_i}{r} = \frac{\varepsilon_0}{r} \sin \omega t \quad \text{или} \quad i = i_0 \sin \omega t \quad (3.42)$$

$$\Phi_0 \cos \omega t = \Phi_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \quad (3.43)$$

Сравним (3.42) с (3.43): фаза магнитного потока опережает фазу ε_i и i на $\pi/2$.

Электромагнитные возмущения распространяются по цепи со скоростью света c . Если за время $t=l/c$, необходимое для передачи возмущения в самую отдаленную точку цепи, сила тока изменяется незначительно, то мгновенные

значения силы тока во всех сечениях цепи будут практически одинаковыми. Токи, удовлетворяющие такому условию, называются **квазистационарными**.

Мгновенные значения квазистационарных токов *подчиняются закону Ома*, а, следовательно, для них *справедливы правила Кирхгофа*.

1. *Переменный ток, текущий через резистор сопротивлением R.*

Пусть к зажимам сопротивления R (рис. 3.20), приложено напряжение, изменяющееся по закону:

$$U = U_0 \cos \omega t, \quad (3.44)$$

где U_0 – амплитудное значение напряжения.

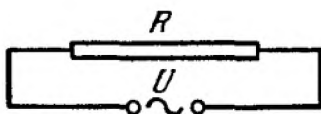


Рис. 3.20. Схема с активным сопротивлением

При выполнении условия квазистационарности ток через сопротивление определяется законом Ома:

$$i = \frac{U}{R} = \frac{U_0}{R} \cos \omega t = i_0 \cos \omega t, \quad (3.45)$$

где i_0 – амплитудное значение силы тока.

Таким образом, между амплитудными значениями силы тока и напряжения имеется соотношения:

$$i_0 = \frac{U_0}{R} \quad (3.46)$$

В чисто омической цепи фаза напряжения и фаза тока совпадают.

2. *Переменный ток, текущий через катушку индуктивностью L.*

Подадим переменное напряжение на концы катушки индуктивностью L (рис. 3.21).

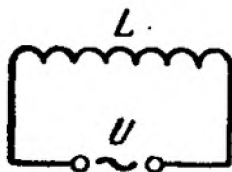


Рис. 3.21. Включение генератора тока в цепь с катушкой индуктивности

В катушке начинает течь переменный ток, вследствие чего возникает ЭДС самоиндукции: $\varepsilon_c = -L \frac{di}{dt}$. Тогда уравнение закона Ома запишется так:

$$U_0 \cos \omega t - L \frac{di}{dt} = 0 \quad (3.47)$$

Выразив из (3.47) di и проинтегрировав, получим:

$$i = \frac{U_0}{L\omega} \sin \omega t = \frac{U_0}{L\omega} \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) = i_0 \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) \quad (3.48)$$

$$i_0 = \frac{U_0}{L\omega} = \frac{U_0}{R_L}, \quad (3.49)$$

где $R_L = L\omega$ – индуктивное сопротивление.

В чисто индуктивной цепи фаза напряжения опережает фазу тока на $\pi/2$.

3. Переменный ток, текущий через конденсатор с емкостью C .

Пусть напряжение подано на конденсатор емкостью C (рис. 3.22).

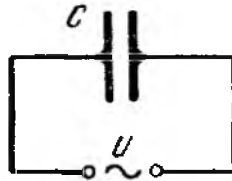


Рис. 3.22. Подключение к генератору тока конденсатора

Конденсатор постоянно перезаряжается, вследствие чего в цепи течет переменный ток.

$$U_c = \frac{q}{C} = U_0 \cos \omega t, \quad (3.50)$$

где q – заряд.

$$i = \frac{dq}{dt} = U_0 C \omega (-\sin \omega t) = i_0 \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}), \quad (3.51)$$

где $i_0 = U_0 C \omega = \frac{U_0}{\frac{1}{C\omega}}$, R_C – емкостное сопротивление.

В чисто емкостной цепи фаза напряжения отстает от фазы тока на $\pi/2$.

4. Цепь переменного тока, содержащая последовательно включенные сопротивление, индуктивность и емкость.

Рассмотрим цепь, составленную из активного сопротивления R , индуктивности L и емкости C (рис.3.24).

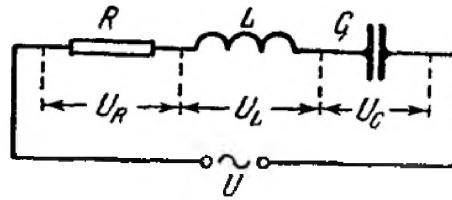


Рис. 3.24. Полная цепь переменного тока

На векторной диаграмме (рис. 3.25) изобразим векторы падений напряжений U_R , U_L , U_C . Падения напряжений U_R , U_L , U_C в сумме должны быть равны приложенному к цепи напряжению U .

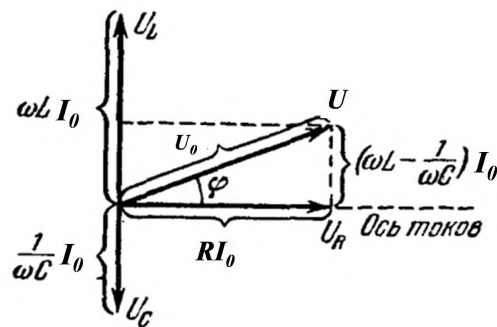


Рис. 3.25. Метод векторных диаграмм

$$U_0^2 = (Ri_0)^2 + (i_0(\omega L - \frac{1}{C\omega}))^2 \quad (3.52)$$

$$i_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{C\omega})^2}} \quad (3.53)$$

$$z = \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{C\omega})^2} = \sqrt{R^2 + (R_L - R_C)^2} = \sqrt{R^2 + X^2}, \quad (3.54)$$

где z – полное сопротивление цепи, $X=R_L-R_C$ – реактивное сопротивление цепи.

Резонанс напряжений

Если в цепи переменного тока $\omega L = \frac{1}{C\omega}$, то изменения тока и напряжения происходят синфазно $\varphi=0$ (рис.3.25). При частоте, удовлетворяющей этому условию:

$$\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (3.55)$$

полное сопротивление цепи $Z=R$ минимально, соответственно сила тока достигает наибольшего значения. Падения напряжения на емкости U_C и индуктивности U_L одинаковы по амплитуде и противоположны по фазе. Это явление называется **резонансом напряжений**, а частота (3.55) – *резонансной частотой*.

Резонанс токов

Резонанс токов возникает в цепи с параллельно соединенными катушкой, резистором и конденсатором (рис.3.26).

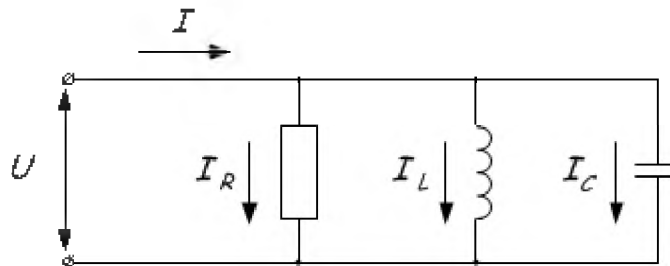


Рис. 3.26. Схема для изучения резонанса токов

Условием возникновения резонанса токов является равенство частоты источника резонансной частоте:

$$\omega = \omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.56)$$

Явление резкого уменьшения силы тока во внешней цепи, питающей параллельно включенные катушку и конденсатор при $\omega \rightarrow \omega_{рез}$ называется *резонансом токов* (параллельным резонансом).

Эффективное значение силы переменного тока

Эффективным значением силы переменного тока – называется сила такого постоянного тока, который выдает такое же количество теплоты что и

переменный ток за одно и то же время.

$$dQ = i^2 R dt = i_0^2 R \cos^2 \omega t dt$$

$$Q = i_0^2 R \left[\frac{1}{2} \int_0^T dt + \frac{1}{2} \int_0^T \cos \omega 2t dt \right] = \frac{i_0^2 RT}{2} \quad (3.57)$$

$$Q = i_{\text{эф}}^2 RT \Rightarrow i_{\text{эф}} = \frac{i_0}{\sqrt{2}}$$

$$Q = i_0^2 RT \quad (3.58)$$

Тогда эффективное напряжение будет:

$$U_{\text{эф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} \quad (3.59)$$

Мощность переменного тока

$$dA = iU dt = i_0 \cos \omega t U_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (3.60)$$

За время t равное периоду T :

$$A = \frac{i_0 U_0}{2} T \cos \varphi, \quad (3.61)$$

Тогда мощность будет:

$$N = \frac{A}{T} = \frac{i_0 U_0}{2} \cos \varphi = \frac{i_0}{\sqrt{2}} \frac{U_0}{\sqrt{2}} \cos \varphi = i_{\text{эф}} U_{\text{эф}} \cos \varphi \quad (3.62)$$

Частные случаи:

1. Чисто омическая цепь: $\varphi=0$, $N = i_{\text{эф}} U_{\text{эф}}$
2. Чисто индуктивная цепь: $\varphi=\pi/2$, $N = 0$
3. Чисто емкостная цепь: $\varphi=-\pi/2$, $N = 0$

3.3. Механические волны. Звук

Волновые явления. Волны в упругих средах. Энергия, переносимая волной.

Рассмотрим среду, состоящую из взаимодействующих частиц, и предположим, что одна из них начинает колебаться около положения равновесия. Тогда это колебание (с некоторым запаздыванием по фазе) будет передаваться соседним частицам. Говорят, что в среде возникла и распространяется **волна**.

Волну можно определить, как возмущение, распространяющееся в пространстве от точки к точке. Распространение волны сопровождается характерным для волновых явлений процессами: отражением, преломлением, интерференцией и дифракцией. Волновое возмущение является функцией пространственных координат точки и времени

$$\xi = \xi(x, y, z, t). \quad (3.63)$$

Все точки, для которых в один и тот же момент времени t_0 возмущения имеют одинаковую величину a , лежат на одной поверхности, называемой **волновой поверхностью**

$$\xi = \xi(x, y, z, t) = a = const. \quad (3.64)$$

Расстояние, на которое распространяется колебание за время T , равное одному периоду, называется **длиной волны** λ

$$\lambda = vT. \quad (3.65)$$

Длина волны есть ближайшее расстояние между двумя точками, колеблющимися в одинаковой фазе (строго говоря, разность фаз двух колеблющихся точек, отстоящих на расстояние λ , равно не нулю, а 2π , но так как изменение фазы не сказывается на движении, второе определение остается в силе).

Если точки колеблются перпендикулярно направлению распространения волны, то ее называют **поперечной** (рис. 3.26).

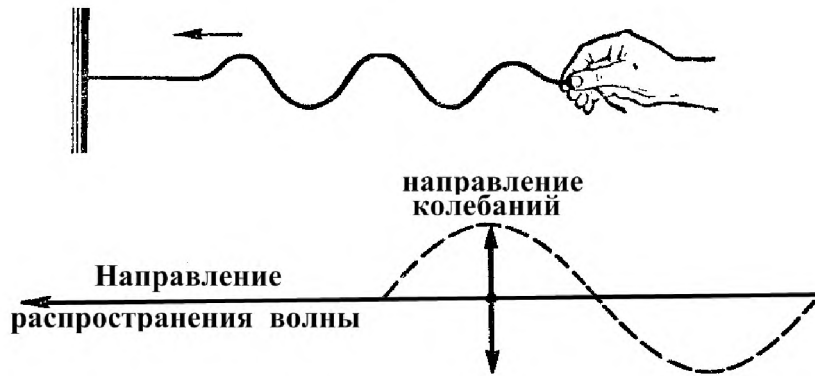


Рис. 3.26. Демонстрация поперечной волны

Если колебания точек происходят вдоль направления распространения, волну называют **продольной** (рис. 3.27).

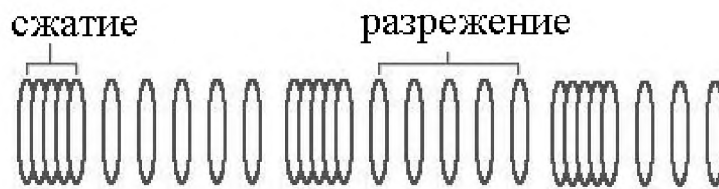


Рис. 3.27. Продольная волна

Распространение волн в одном направлении

Пусть $\xi(x, t)$ означает амплитуду возмущения. Для заданного момента времени ξ является только функцией x , а для одной и той же точки – функцией только t .

Если возмущение распространяется со скоростью v , то

$$\xi(x, t) = f(x - vt), \quad (3.66)$$

где $(x - vt)$ – фаза волны φ .

Если $\varphi = const$, то и $\xi = const$. Дифференцируя выражение фазы по времени, получаем:

$$\frac{dx}{dt} - v = 0, \text{ откуда } v = \frac{dx}{dt}, \quad (3.67)$$

где v – скорость распространения амплитуды – **фазовая скорость**. Если $v = v(\nu)$, т.е. скорость является функцией частоты ν , то наблюдается **дисперсия**: *волны разных частот распространяются с разными скоростями*. В этом случае энергия, которую несет волна, распространяется не с фазовой, а с меньшей скоростью – групповой скоростью u :

$$u = \frac{d\omega}{dk}, \quad (3.68)$$

где ω – циклическая (круговая) частота; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

Если дисперсия отсутствует, то все волны в группе распространяются с одной и той же скоростью $v = u$.

Выберем ось ox в направлении взаимодействующих точек. Первая взаимодействующая точка находится в начале координат ($x = 0$) и движется по закону

$$y_0 = A \sin \omega t. \quad (3.69)$$

Точка B , находящаяся на расстоянии x от первой точки, начинает колебаться на τ – секунд позже, чем точка O . Время $\tau = \frac{x}{v}$. Для этой точки (т. B) смещение y из положения равновесия

$$y = A \sin \omega(t - \tau), \quad (3.70)$$

t – время, регистрируемое в точке B

$$y = A \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \quad (3.71)$$

Выражение (3.71) – **уравнение плоской бегущей волны**, описывающее колебание любой точки в любой момент времени (для поперечных и продольных волн).

Учитывая, что $\omega = 2\pi\nu$ и $\frac{v}{\nu} = \lambda$, можно уравнение бегущей волны (УБВ) переписать

$$y = A \cdot \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (3.72)$$

Поскольку $\omega = 2\frac{\pi}{T}$ и $\lambda = \nu T$, то уравнение бегущей волны примет вид

$$y = A \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (3.73)$$

При распространении волны против оси ox (рис. 3.28) она приходит в точку B на τ секунд раньше, чем в точку O , тогда ее уравнение

$$y = A \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{\lambda} \right). \quad (3.74)$$

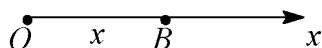


Рис. 3.28. Распространение волн в одном направлении

В волновом процессе частицы среды не перемещаются, они только колеблются около положения равновесия. Со скоростью волны распространяются лишь колебания, переносящие энергию.

Волны на поверхности и в пространстве

Примером волн на поверхности могут служить волны на воде (расходящиеся на воде круги). Амплитуда колебания уменьшается при постепенном удалении рассматриваемой точки от центра, так как в колебании принимает участие все большее количество частиц, и поэтому энергия, приходящаяся на долю одной частицы, убывает.

Пусть теперь взаимодействующие материальные точки, находясь в положении равновесия, равномерно заполняют пространство. Если одна из этих точек начинает колебаться, то все точки понемногу начинают колебаться с некоторым запаздыванием по фазе. В пространстве возникает волна. Совокупность точек, до которых к данному моменту времени дошло колебание, называется **фронтом волны (волновым фронтом)**. Совокупность точек, колеблющихся в одинаковой фазе, называется **волновой поверхностью**. Из определений следует, что волновых поверхностей бесчисленное множество, а волновой фронт один. В зависимости от их геометрического вида (сферы, плоскости) волна называется **сферической, плоской**.

Пусть точка O – центр сферической волны. Точки, находящиеся на расстоянии r от центра, колеблются по закону

$$s = A \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right). \quad (3.75)$$

Число частиц, принимающих участие в колебаниях, растет пропорционально величине поверхности, т.е. r^2 . Поэтому даже если колебательная энергия не переходит в другие формы, то энергия, приходящаяся на одну колеблющуюся частицу, обратно пропорционально квадрату ее расстояния от центра излучения точки O . А так как энергия колебания пропорциональна квадрату амплитуды A^2 , то амплитуда обратно пропорциональна первой степени расстояния от центра колебания

$$A = \frac{c}{r}, \text{ причем } c \neq c(r).$$

Уравнение сферической волны

$$s = \frac{c}{r} \cdot \sin 2\pi \left(vt - \frac{r}{\lambda} \right). \quad (3.76)$$

Волновое движение сопровождается переносом энергии, которая складывается из кинетической энергии колеблющихся частиц и потенциальной энергии деформированных участков среды. **Энергия**, переносимая волной через некоторую поверхность за единицу времени, называется **потоком энергии** через эту поверхность. **Плотностью потока энергии** (*интенсивностью*) волны называется количество энергии, переносимое волной в среднем за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны.

Пусть участок волнового фронта S за интервал времени Δt переместился на расстояние $l = v\Delta t$. Частицы среды в объеме $V = S \cdot l = S \cdot v\Delta t$ приводятся в колебательное движение. Если w – средняя энергия частиц, содержащихся в единичном объеме, то за Δt через S пройдет энергия $\Delta W = w \cdot S \cdot v\Delta t$. По определению интенсивности, I

$$I = \frac{\Delta W}{S \cdot \Delta t} = w \cdot v. \quad (3.77)$$

Вектор $\vec{I} = w \cdot \vec{v}$ носит название вектора Умова. Он указывает направление распространения энергии, по модулю равен плотности потока энергии. Единица измерения – Вт/м².

Плотность потока можно выразить через энергию каждой частицы и количество частиц n в единице объема:

$$w = n \frac{m\omega^2 A^2}{2}. \quad (3.78)$$

Так как $\rho = nm$ – плотность среды, то

$$I = \frac{\rho\omega^2 A^2}{2} \cdot v. \quad (3.79)$$

Звуковые и ультразвуковые волны

Волны на поверхности воды или вдоль резинового шнура можно непосредственно видеть. В прозрачной же среде: воздух или жидкости – волны невидимы. Но при определенных условиях их можно слышать. Например, колебания зажатой в тисках металлической пластины вызывают сжатие слоя воздуха с одной стороны пластины и разрежение его с другой стороны. Эти сжатия и разрежения чередуются во времени и распространяются в обе стороны в виде упругой продольной волны. Последняя достигает нашего уха и вызывает вблизи него периодические колебания давления, которые воздействуют на слуховой аппарат (барабанную перепонку).

Наше ухо воспринимает механические (звуковые) колебания частоты 17 Гц÷20 кГц. Такие колебания называются акустическими. Акустика-учение о звуке. Звук превосходно распространяется не только в воздухе, но и в любой другой среде, например, в воде, в твердых телах (рис. 3.29).

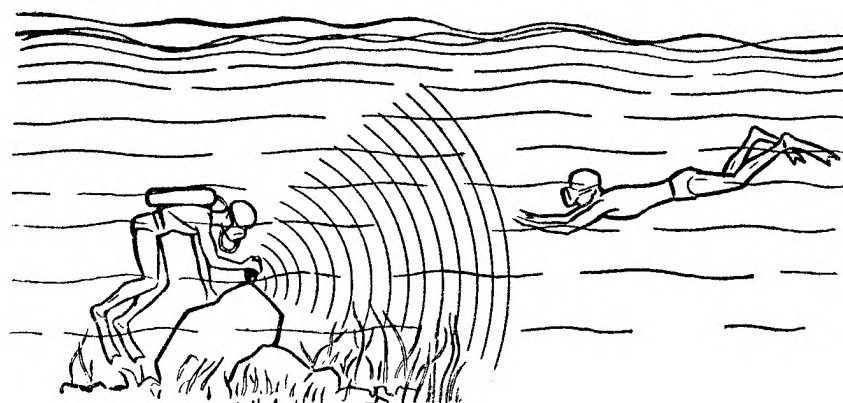


Рис. 3.29. Звуковые волны в воде

Частота механических волн $\nu < 16$ Гц и ниже – инфразвуковые волны. Если частота механической волны более 20 кГц, то это – ультразвук. Ультразвук, в частности, создает кристаллическая пластина кварца в электрическом поле ультразвуковой частоты. **Свойства ультразвуковых волн:** высокая направленность и большая интенсивность, возможность фокусировки и концентрации энергии в малых объемах.

Скорость звуковой волны в среде с плотностью ρ и модулем Юнга E

$$\nu = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (3.80)$$

Это следует из определения

$$E = \sigma \cdot \varepsilon, \quad (3.81)$$

где $\sigma = \frac{F}{S}$, $\varepsilon = \frac{l}{\Delta l}$.

Тогда

$$v = -\sqrt{\frac{V}{\rho} \frac{dp}{dV}}. \quad (3.82)$$

Для быстрых сжатий и разрежений (адиабатический процесс)

$$pV^\gamma = \text{const}. \quad (3.83)$$

Тогда

$$d(pV^\gamma) = d(\text{const}). \quad (3.84)$$

Дифференцируя (3.84), получаем

$$dp \cdot V^\gamma + p\gamma \cdot V^{\gamma-1} dV = 0. \quad (3.85)$$

$$\frac{dp}{dV} = -\frac{p\gamma}{V}. \quad (3.86)$$

Таким образом, скорость звука

$$v = \sqrt{\frac{p\gamma}{\rho}}. \quad (3.87)$$

Для воздуха: $p = 10^5$ Па; $\rho = 1,29$ кг/м³; $\gamma = 1,4$; $v \approx 330$ м/с.

3.4. Электромагнитные волны

Ток смещения. Система уравнений Максвелла

Ток смещения – ток, обусловленный изменением потока электрической индукции со временем. Ток смещения обусловлен изменением электрического поля и может возникать без наличия зарядов.

Первая гипотеза Максвелла: ток смещения, как и ток проводимости, как и конвекционный ток, имеет магнитное поле, причем законы этих магнитных полей одинаковы для всех токов.

Вторая гипотеза Максвелла: явление электромагнитной индукции имеет место независимо от наличия проводящего контура, т.е. в любой точке пространства переменное магнитное поле создает переменное электрическое поле.

Полная система уравнений Максвелла в дифференциальной форме:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Закон Гаусса} & \operatorname{div} \vec{D} = \rho \\ \text{Закон Гаусса для магнитного поля} & \operatorname{div} \vec{B} = 0 \\ \text{Закон индукции Фарадея} & \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{Теорема о циркуляции магнитного поля} & \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right. \quad (3.88)$$

Пояснение к уравнениям системы (3.88):

- 1) Электрический заряд является источником электрической индукции.
- 2) Не существует магнитных зарядов.
- 3) Изменение магнитной индукции порождает вихревое электрическое поле.
- 4) Электрический ток и изменение электрической индукции порождают вихревое магнитное поле

Полная система уравнений Максвелла в интегральной форме:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Закон Гаусса} & \oint_S \vec{D} d\vec{S} = \int_V \rho dV \\ \text{Закон Гаусса для магнитного поля} & \oint_S \vec{B} d\vec{S} = 0 \\ \text{Закон индукции Фарадея} & \oint_l \vec{E} d\vec{l} = -\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} \\ \text{Теорема о циркуляции магнитного поля} & \oint_l \vec{H} d\vec{l} = \int_S (\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) d\vec{S} \end{array} \right. \quad (3.89)$$

Пояснение к уравнениям системы (3.89):

- 1) Поток электрической индукции через замкнутую поверхность S пропорционален величине свободного заряда, находящегося в объеме V , который окружает поверхность S .
- 2) Поток магнитной индукции через замкнутую поверхность равен нулю.
- 3) Изменение потока магнитной индукции, проходящего через незамкнутую поверхность S , взятое с обратным знаком, пропорционально циркуляции электрического поля на замкнутом контуре l , который является границей поверхности S .

4) Полный электрический ток свободных зарядов и изменение потока электрической индукции через незамкнутую поверхность S , пропорциональны циркуляции магнитного поля на замкнутом контуре l , который является границей поверхности S .

Из уравнений Максвелла (3.88 и 3.89) следует, что если в среде возбудить переменное электрическое поле, то в окружающем пространстве возникает *электромагнитная волна* – распространяющаяся от места возбуждения последовательность сгустков электрического и магнитного полей. Дифференциальные уравнения, описывающие электрическую и магнитную компоненту волны:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} &= \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} &= \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3.90)$$

где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, ε_0 и μ_0 – соответственно электрическая и магнитная постоянные, ε и μ – соответственно электрическая и магнитная проницаемости среды.

Сравним с волновым уравнением механической волны (3.63). Т.е. в электромагнитной волне происходят колебания векторов напряженности электрического и магнитного полей в одинаковой фазе, но во взаимно перпендикулярных плоскостях и перпендикулярно направлению распространения волны, т.е. электромагнитные волны являются *поперечными* (рис. 3.30).

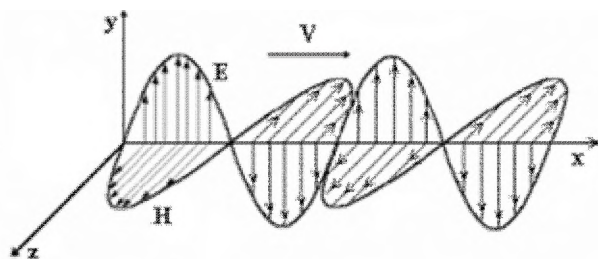


Рис 3.30. Распространение электромагнитной (световой) волны

По аналогии с механической волной электромагнитную волну можно описать уравнениями:

$$\begin{cases} E = E_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} \pm \frac{x}{\lambda}\right) \\ H = H_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} \pm \frac{x}{\lambda}\right) \end{cases} \quad (3.91)$$

где E_0 и H_0 – амплитуды, λ – длина волны, T – период.

В данной среде электромагнитная волна распространяется с некоторой постоянной скоростью:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (3.92)$$

Энергия электромагнитных волн

Объемная плотность энергии электромагнитных волн складывается из объемных плотностей электрического и магнитного полей:

$$w = w_{\text{э}} + w_{\text{м}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad (3.93)$$

Из уравнений Максвелла следует, что \vec{E} и \vec{H} колеблются в одной фазе, причем мгновенные значения E и H в любой точке связаны соотношением:

$$\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} \vec{E} = \sqrt{\mu_0 \mu} \vec{H} \quad (3.94)$$

Следовательно, E и H одновременно достигают максимума, одновременно обращаются в нуль и т.д.

Учитывая выражение (3.94), получим, что плотности энергии электрического и магнитного полей в каждый момент времени одинаковы, т.е. $w_{\text{э}} = w_{\text{м}}$. Поэтому

$$w = 2w_{\text{эл}} = \varepsilon_0 \varepsilon E^2 = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} EH \quad (3.95)$$

Умножив плотность энергии w на скорость v распространения волны в среде (3.92), получим модуль плотности потока энергии:

$$S = wv = EH. \quad (3.96)$$

Так как векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему, то

направление вектора $[\vec{E}\vec{H}]$ совпадает с направлением переноса энергии, а модуль этого вектора равен EH .

Вектор плотности потока электромагнитной энергии называется **вектором Умова-Пойнтинга**:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (3.97)$$

Вектор \vec{S} направлен в сторону распространения электромагнитной волны, а его модуль равен энергии, переносимой электромагнитной волной за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны.

Если электромагнитные волны поглощаются или отражаются телами (эти явления подтверждены опытами Г. Герца), то из теории Максвелла следует, что электромагнитные волны должны оказывать на тела давление. Давление электромагнитных волн объясняется тем, что под действием электрического поля волны заряженные частицы вещества начинают упорядоченно двигаться и подвергаются со стороны магнитного поля волны действию сил Лоренца. Однако значение этого давления ничтожно мало. В исключительно тонких экспериментах, ставших классическими, П. Н. Лебедев в 1899 г. доказал существование светового давления на твердые тела, а в 1910 г. – на газы. Опыты Лебедева имели огромное значение для утверждения выводов теории Максвелла о том, что свет представляет собой электромагнитные волны.

Существование давления электромагнитных волн приводит к выводу о том, что электромагнитному полю присущ механический импульс. Импульс электромагнитного поля

$$p = W / c, \quad (3.98)$$

где W – энергия электромагнитного поля. Выражая импульс как $p = mc$ (поле в вакууме распространяется со скоростью света, c), получим

$$p = mc = W / c, \quad (3.99)$$

откуда

$$W = mc^2 \quad (3.100)$$

Это соотношение между массой и энергией электромагнитного поля является универсальным законом природы. Согласно специальной теории относительности, выражение (3.100) имеет общее значение и справедливо для любых тел независимо от их внутреннего строения.

РАЗДЕЛ IV. ЭЛЕМЕНТЫ СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ (СТО)

Постулаты теории относительности

Первый постулат: *законы физики имеют одинаковую форму во всех инерциальных системах отсчета.* Это обобщение принципа относительности Ньютона на законы не только механики, но и всех других областей физики, носит название *принципа относительности Эйнштейна.*

Второй постулат: *свет распространяется в вакууме с определенной скоростью c , не зависящей от скорости источника или наблюдателя.*

Согласно специальной теории относительности (СТО) скорость света в вакууме является абсолютной величиной, а такие абсолютные с точки зрения классической механики Ньютона понятия, как длина и время, стали относительными.

Из постулатов СТО следует, что скорость света в вакууме является предельно возможной. Никакой сигнал, никакое воздействие одного тела на другое не могут распространяться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме.

Релятивистский закон сложения скоростей: если в неподвижной системе отсчета скорость тела и скорость движущейся системы отсчета направлены по одной прямой, то

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{u'v}{c^2}} \quad (4.1)$$

где u' – скорость движения тела в движущейся системе отсчета; v – скорость движущейся системы K' относительно неподвижной системы K ; u – скорость тела относительно неподвижной системы отсчета K (рис. 4.1).

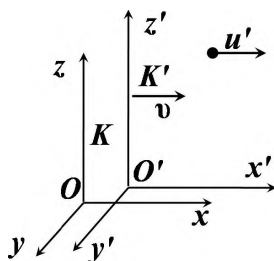


Рис 4.1. Графическое представление закона сложения скоростей

Релятивистское замедление времени

Если t_0 – интервал времени между двумя событиями, происходящими в одной и той же пространственной точке, неподвижной относительно системы K' , а t – интервал времени между этими же событиями в системе K , то

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (4.2)$$

где c – скорость света в вакууме. Время t_0 , отсчитываемое по часам, покоящимся относительно данного тела, называется *собственным временем*. Оно всегда меньше времени, измеренного по движущимся часам: $t_0 < t$.

Релятивистское сокращение длины

Если l_0 – длина расположенного вдоль оси x' стержня в системе K' , относительно которой он покоится, а l – длина этого стержня в системе K , относительно которой он движется вдоль оси x со скоростью v , то:

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (4.3)$$

Поперечные размеры движущегося стержня не изменяются. Линейный размер стержня l_0 в той системе отсчета, где он покоится, называется *собственной длиной*. Эта длина максимальна: $l_0 > l$.

Импульс движущегося тела (релятивистский импульс):

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (4.4)$$

Полная энергия тела или системы тел:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (4.5)$$

Кинетическая энергия движущегося тела:

$$E_k = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - mc^2 = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right), \quad (4.6)$$

где $E_0 = mc^2$ – энергия покоящегося тела.

Соотношение Эйнштейна

Энергия, импульс и масса. Для свободной частицы

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (4.7)$$

При изменении массы тела на Δm выделяется эквивалентная энергия

$$\Delta E = \Delta mc^2. \quad (4.8)$$

РАЗДЕЛ V. ОПТИКА

5.1. Геометрическая оптика

Раздел оптики, в котором законы распространения света рассматриваются на основе представления о световых лучах, называется **геометрической оптикой**. Под световыми лучами понимают нормальные к волновым поверхностям линии, вдоль которых распространяется поток световой энергии.

Еще до установления природы света были известны следующие основные законы оптики: **закон прямолинейного распространения света** в оптически однородной среде; **закон независимости световых пучков**; **закон отражения света**; **закон преломления света**.

Закон прямолинейного распространения света: *свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.* Доказательством этого закона является наличие тени с резкими границами, от непрозрачных предметов при освещении их точечными источниками света. Тщательные эксперименты показали, что этот закон нарушается, если свет проходит сквозь очень малые отверстия, причем отклонение от прямолинейности распространения тем больше, чем меньше отверстия.

Закон независимости световых пучков: *эффект, производимый отдельным пучком, не зависит от того, действуют ли одновременно остальные пучки или они устранены.* Разбивая световой поток на отдельные световые пучки, можно показать, что действие выделенных световых пучков независимо.

Если свет падает на границу раздела двух сред (двух прозрачных веществ), то падающий луч I (рис. 5.1) разделяется на два – отраженный II и преломленный III, направления которых задаются *законами отражения и преломления*.

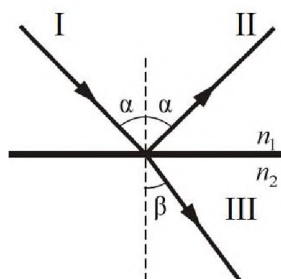


Рис. 5.1. Распространение света в двух различных оптических средах

Закон отражения: отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения; угол отражения равен углу падения.

Закон преломления: луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела в точке падения, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21} \quad (5.1)$$

где n_{21} – *относительный показатель преломления* второй среды относительно первой.

Относительный показатель преломления двух сред равен отношению их абсолютных показателей преломления, показывает во сколько раз скорость света в первой среде v_1 больше, чем во второй v_2 :

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \quad (5.2)$$

Абсолютным показателем преломления среды называется величина n , равная отношению скорости c электромагнитных волн в вакууме к их фазовой скорости v в среде:

$$n = \frac{c}{v} \quad (5.3)$$

Закон преломления (5.1) можно записать в виде:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \quad (5.4)$$

Из симметрии выражения (5.4) вытекает обратимость световых лучей. Если обратить луч *III* (рис. 5.1), заставив его падать на границу раздела под углом β , то преломленный луч в первой среде будет распространяться под углом α т. е. пойдет в обратном направлении вдоль луча *I*.

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления n_1 в среду с меньшим показателем преломления n_2 ($n_1 > n_2$), например из стекла в воду, то

$$\frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{n_1}{n_2} > 1.$$

Отсюда следует, что преломленный луч удаляется от нормали и угол преломления β больше, чем угол падения α (рис. 5.2 а). С увеличением угла падения увеличивается угол преломления (рис. 5.2 б) до тех пор, пока при некотором угле падения ($\alpha = i_{np}$) угол преломления не окажется равным $\frac{\pi}{2}$. Угол i_{np} называется **предельным углом**. При углах падения $\alpha > i_{np}$, весь падающий свет полностью отражается (рис. 5.2 в).

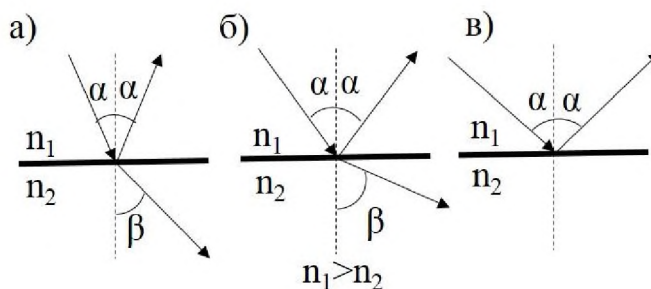


Рис. 5.2. Явление полного внутреннего отражения

По мере приближения угла падения к предельному интенсивность преломленного луча уменьшается, а отраженного – растет (рис. 2, а – б). Если $\alpha = i_{np}$, то интенсивность преломленного луча обращается в нуль, а интенсивность отраженного равна интенсивности падающего (рис. 5.2, в). Таким образом, при углах падения в пределах от i_{np} до $\frac{\pi}{2}$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы. Это явление называется **полным отражением**. Предельный угол i_{np} , определим из формулы (5.4) при подстановке в нее $\beta = \frac{\pi}{2}$.

Тогда

$$\sin i_{np} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (5.5)$$

Явление полного отражения имеет место только при падении света *из среды оптически более плотной в среду оптически менее плотную*.

Совокупность преломляющих и отражающих поверхностей называется *оптической системой*.

Центрированная оптическая система образована сферическими поверхностями, центры которых лежат на одной прямой (оптическая ось).

Простейшей оптической системой является **линза**. Линзы представляют собой прозрачные тела, ограниченные двумя поверхностями, преломляющими световые лучи, способные формировать оптические изображения предметов. Материалом для линз служат стекло, кварц, кристаллы, пластмассы.

Если расстояние между вершинами линзы мало по сравнению с меньшим из радиусов кривизны, линзу называют **тонкой**. Прямая, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы, называется **главной оптической осью**. Для всякой линзы существует точка, называемая **оптическим центром линзы**, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что *лучи проходят сквозь нее не преломляясь*.

Формулы тонкой линзы:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (5.6)$$

где f – фокусное расстояние, n – относительный показатель преломления материала линзы относительно среды, R_1 и R_2 – радиусы кривизны поверхностей линзы.

Если $f > 0$ – фокус *действительный*, в нем собираются лучи, идущие параллельно оптической оси.

Если $f < 0$ – фокус *мнимый*, в нем собираются продолжения лучей.

Точки F , лежащие по обе стороны линзы на расстоянии, равном фокусному, называются **фокусами** линзы.

Плоскости, проходящие через фокусы линзы перпендикулярно ее главной оптической оси, называются **фокальными плоскостями**.







Оптическая сила линзы:

$$D = \frac{n_c}{f}, \quad (5.6)$$

где n_c – показатель преломления среды, в которой находится линза.

Единицей измерения оптической силы линзы является 1 диоптрия [Дптр]=[1/м].

Таблица 5.1 Виды линз

| | f | R_1 | R_2 |
|---|-----|-------|----------|
| Собирающие | | | |
| 1. Двояковыпуклые  | + | + | + |
| 2. Плосковыпуклые  | + | + | ∞ |
| 3. Вогнутовыпуклые  | + | + | - |
| Рассеивающие | | | |
| 1. Двояковогнутые  | - | - | - |
| 2. Плосковогнутые  | - | - | ∞ |
| 3. Выпукловогнутые  | - | - | + |

Ход лучей в линзах

1. Луч, идущий параллельно главной оптической оси проходит через фокус (для линз с $f > 0$) или продолжение луча проходит через фокус (для линз с $f < 0$).

2. Луч, идущий через оптический центр, не меняет своего направления.

3. Луч, идущий через фокус, выходит параллельно оптической оси.

Если лучи после прохождения линзы пересекаются, то изображение предмета называется **действительным**. Если изображение получено на продолжении лучей, то изображение предмета – **мнимое**.

Параллельный пучок лучей после прохождения линзы собирается в одной из точек фокальной плоскости, которая лежит на продолжении луча, идущего через центр линзы.

Формулу линзы можно записать так:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (5.7)$$

где a – расстояние от предмета до линзы, b – расстояние от изображения до линзы.

Если $a > 0$ и $b > 0$ – предмет и изображение действительны, если $a < 0$ и $b < 0$ – предмет и изображение мнимые.

Отношение линейных размеров изображения h и предмета H называется **линейным увеличением линзы**:

$$k = \frac{h}{H} = \frac{b}{a}, \quad (5.8)$$

5.2. Дисперсия света

Пусть на границу раздела двух сред падает интегральный свет. Опыт показывает, что в этом случае происходит не только преломление, но и разложение света на составляющие его части.

Если монохроматическая волна попадает в какую-либо среду, то ее поле вызывает колебание связанных зарядов среды с той же самой частотой ν . Колеблющиеся заряды создают вторичные волны с той же частотой, суммарная волна, распространяющаяся в среде, есть суперпозиция первичной и вторичной волн и имеет ту же частоту, что и исходная волна, но другие амплитуду, скорость и фазу. Скорость каждой волны зависит от частоты: $v = f(\nu)$.

Так как v света в среде: $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{c}{n}$, то $n = \frac{c}{v} = \frac{c}{v(\nu)} = n(\nu)$, т.е. показатель преломления среды зависит от частоты падающего света и длины волны в среде.

$$\lambda_{ep} = \frac{v}{\nu} = \frac{c\nu}{\nu c} = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (5.9)$$

λ_0 – длина волны в вакууме.

Явление зависимости показателя преломления среды от частоты падающего света, называется **дисперсия света**.

Нормальная дисперсия – показатель преломления растет с увеличением частоты падающего света:

$$\frac{dn}{d\nu} > 0; \quad \frac{dn}{d\lambda} < 0 \quad (5.10)$$

Аномальная дисперсия – показатель преломления уменьшается с увеличением частоты падающего света:

$$\frac{dn}{d\nu} < 0; \quad \frac{dn}{d\lambda} > 0 \quad (5.11)$$

5.3. Интерференция света

Когерентные волны – волны с одинаковыми частотами и неизменной во времени разностью фаз.

Интерференция – процесс наложения когерентных волн, приводящий к перераспределению светового потока в пространстве, в результате чего в одних точках возникают максимумы, в других минимумы интенсивности.

Оптическая длина пути световой волны

$$L = n \cdot l, \quad (5.12)$$

где l – геометрическая длина пути световой волны в среде с показателем преломления n .

Оптическая разность хода двух световых волн

$$\Delta = L_1 - L_2 = n_1 l_1 - n_2 l_2 \quad (5.13)$$

Связь разности фаз $\Delta\varphi$ световых волн с оптической разностью хода

$$\Delta\varphi = (2\pi/\lambda) \cdot \Delta. \quad (5.14)$$

Оптическая разность хода световых волн, отраженных от верхней и нижней поверхностей тонкой плоскопараллельной пленки, находящейся в воздухе:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \lambda/2, \quad (5.15)$$

где d – толщина пленки, α – угол падения.

Условие интерференционных максимумов

$$\Delta = \pm k \cdot \lambda \quad \text{или} \quad \Delta = \pm 2k \cdot (\lambda/2), \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.16)$$

Условие интерференционных минимумов

$$\Delta = \pm (2k + 1) \cdot (\lambda/2), \quad (k = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.17)$$

5.4. Дифракция света

Дифракция света – совокупность явлений при распространении света в среде с резкими неоднородностями, сопровождающемся отклонениями от законов геометрической оптики.

Условия дифракции:

1. Размеры препятствия должны быть меньше или сравнимы с длиной волны.
2. Расстояние от препятствия до точки наблюдения должно быть во много раз больше размеров препятствия.

Дифракция на одной щели. При нормальном падении лучей на щель шириной a :

– условие дифракционных максимумов:

$$a \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 1, 2, 3, \dots); \quad (5.18)$$

– условие дифракционных минимумов:

$$a \sin \varphi = k\lambda, \quad (k = 1, 2, 3, \dots) \quad (5.19)$$

Дифракция на плоской дифракционной решетке. При нормальном падении лучей на решетку с периодом d :

– условие главных дифракционных максимумов

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (k = 1, 2, 3, \dots); \quad (5.20)$$

– условие добавочных минимумов

$$d \sin \varphi = k \frac{\lambda}{N}, (k = 1, 2, 3 \dots), \quad (5.21)$$

где N – число щелей (штрихов решетки), кроме значений $k = N, 2N, 3N$.

Разрешающая способность дифракционной решетки:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN, \quad (5.22)$$

где $\delta\lambda$ – наименьшая разность длин волн двух соседних спектральных линий (λ и $\lambda + \delta\lambda$), при которой эти линии могут быть видны отдельно.

Угловая дисперсия дифракционной решетки:

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cdot \cos \varphi}. \quad (5.23)$$

Линейная дисперсия дифракционной решетки:

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda}. \quad (5.24)$$

Для малых углов дифракции $D_l \approx F \cdot D_\varphi$, где F – фокусное расстояние линзы, собирающей на экране дифракционную картину.

5.5. Поляризация света

Поляризованный свет – свет, у которого направление колебаний светового вектора \vec{E} упорядочено.

Естественный свет – направление колебаний светового вектора равновероятны.

Плоскополяризованный свет – колебания светового вектора совершаются в определенной плоскости.

Свет поляризованный по контуру – вектор \vec{E} вращается вокруг направления луча с некоторой угловой скоростью $\vec{\omega}$.

Поляризатор (П) – устройство, выделяющее из естественного света, свет с определенной ориентацией \vec{E} .

Анализатор (А) – тот же прибор, что и поляризатор, но служит для определения направления колебаний \vec{E} (через него пропускают поляризованный свет).

Закон Брюстера: луч, отраженный от границы раздела двух диэлектриков, полностью поляризован, если угол падения α_B удовлетворяет условию:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21}, \quad (5.25)$$

где n_{21} – относительный показатель преломления.

Закон Малюса: интенсивность света, прошедшего через поляризатор и анализатор, пропорциональна квадрату косинуса угла между их главными плоскостями:

$$J = J_0 \cos^2 \alpha, \quad (5.26)$$

где J – интенсивность света, прошедшего систему поляризатор–анализатор; J_0 – интенсивность плоскополяризованного света, падающего на анализатор; α – угол между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора.

Степень поляризации света:

$$P = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}}, \quad (5.27)$$

где J_{\max} и J_{\min} – максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света, пропускаемого анализатором.

Для *естественного* света $J_{\max} = J_{\min}$, $P = 0$. Для *плоскополяризованного* света – $J_{\min} = 0$, $P = 1$.

Вращение плоскости поляризации

Оптически активные вещества – вещества способные вращать плоскость поляризации света (сахар, кварц, киноварь, водный раствор сахара, скипидар).

Угол поворота плоскости поляризации оптически активными веществами равен:

а) в твердых телах:

$$\varphi = \alpha \cdot d, \quad (5.28)$$

где α – постоянная вращения, d – толщина слоя оптически активного вещества;

б) в чистых жидкостях:

$$\varphi = [\alpha] \cdot \rho \cdot d, \quad (5.29)$$

где $[\alpha]$ – удельное вращение, ρ – плотность жидкости.

в) в растворах:

$$\varphi = [\alpha] \cdot c \cdot d, \quad (5.30)$$

где c – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе.

РАЗДЕЛ VI. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ И СТАТИСТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Система – совокупность, рассматриваемых тел или частиц. Отдельно выделяют понятие *макросистемы* – система, состоящая из большого числа частиц.

Термодинамика изучает макроскопические свойства тел, не интересуясь их микроструктурой. В основе термодинамики лежат «начала», установленные опытным путем.

Статистическая физика исходит из того, что все тела состоят из множества частиц, находящихся в непрерывном движении. Наблюдаемые на опыте свойства (p , T) есть результат суммарного действия частиц.

6.1. Основные понятия термодинамики

Термодинамическая система – выделенная макроскопическая система, рассматриваемая методами термодинамики. Все тела, не входящие в термодинамическую систему – внешняя среда.

Параметры состояния – это некоторые величины, определяющие свойства системы в данный момент времени (в данном состоянии).

Различают два типа термодинамических параметров:

– *экстенсивные* (зависят от количества вещества в системе, например, энергия, теплоемкость);

– *интенсивные* (не зависят от количества вещества в системе, например, температура, плотность, давление).

Главные параметры состояния – параметры, поддающиеся прямому измерению (температура, T , давление, p , объем, V).

Равновесное состояние – состояние, при котором параметры системы не изменяются во времени, и эта неизменность не обусловлена протеканием какого-либо внешнего процесса.

Неравновесное состояние – состояние, при котором неизменность параметров поддерживается за счет протекания внешнего процесса.

Процесс – переход системы из одного состояния в другое. *Равновесный* процесс, такой в котором система проходит через ряд равновесных состояний. Равновесные процессы обратимы, т.е. их можно проводить в прямом и обратном направлениях через одни и те же состояния. Остальные процессы – *неравновесные*.

Цикл (круговой процесс) – процесс, в котором система после ряда изменений возвращается в исходное состояние.

Внутренняя энергия (U) включает внутримолекулярную энергию, кинетическую энергию теплового движения, энергию взаимодействия частиц. Во внутреннюю энергию не входит кинетическая энергия системы как целого и энергия системы во внешнем потенциальном поле. Так как энергия взаимодействия макротел мала, внутренняя энергия системы:

$$U = \sum_{i=1}^n U_i$$

Внутренняя энергия есть *функция состояния* системы, т.е. не зависит от предыстории, а определяется только параметрами состояния.

Идеальный газ – идеализированная система, в которой суммарный объем частиц пренебрежимо мал по сравнению с объемом занимаемым газом, а межмолекулярное взаимодействие сводится к упругим соударениям между молекулами. Идеальным можно считать практически любой реальный газ при небольших давлениях.

Уравнение, связывающее любой термодинамический параметр системы с параметрами, принятыми в качестве независимых переменных, называется *уравнением состояния*. Уравнение состояния, связывающее параметры T , p и V называется *термическим*.

Термическое уравнение состояния идеального газа (уравнение Менделеева-Клапейрона)

Уравнение Клапейрона:

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = \dots = const \quad (6.1)$$

Уравнение Менделеева-Клапейрона:

$$pV = \nu RT, \quad (6.2)$$

где p – давление газа, V – его объем, R – молярная газовая постоянная, T – термодинамическая температура, ν – количество вещества.

$$\nu = \frac{N}{N_A} = \frac{m}{M}, \quad (6.3)$$

где N – число молекул, N_A – постоянная Авогадро, m – масса вещества, M – молярная масса.

Теплота

Форма передачи энергии от одной системы к другой.

Теплоемкость тела – величина равная количеству теплоты необходимой для повышения температуры на 1 К:

$$C_{\text{тела}} = \frac{dQ}{dT} \quad (6.4)$$

Единицей измерения теплоемкости является [Дж/К].

Молярная теплоемкость – теплоемкость одного моля вещества:

$$C = \frac{dQ}{\nu dT}, \quad (6.5)$$

где ν – количество вещества.

Единицей измерения молярной теплоемкости является [Дж/(моль·К)].

Удельная теплоемкость – теплоемкость единицы массы вещества:

$$C_{\text{уд}} = \frac{dQ}{m dT} = \frac{C}{M}, \quad (6.6)$$

где C – молярная теплоемкость, M – молярная масса вещества.

6.2. Первое начало термодинамики

Невозможно построить вечный двигатель первого рода, т.е. такую машину, которая совершала бы работу, не затрачивая на это энергию.

$$\delta Q = dU + \delta A \quad (6.7)$$

где dU – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы, δA – элементарная работа, δQ – бесконечно малое количество теплоты.

Количество теплоты, сообщенное системе, идет на приращение внутренней энергии и на совершение этой системой работы над внешними телами:

$$Q = \Delta U + A \quad (6.7')$$

Если $Q > 0$ – система получает теплоту, если $Q < 0$ – система отдает теплоту; если $A > 0$ – система совершает работу над внешними телами, если $A < 0$ – внешние силы совершают работу над системой.

Для процессов с участием газов часто единственной формой работы является работа расширения. Пусть газ, находящийся под поршнем, расширяется, совершая при этом работу dA против сил внешнего давления и перемещая поршень на расстояние dh :

$$\delta A = Fdh = pSdh = pdV \quad (6.8)$$

где p – давление газа на поршень площадью S , V – объем газа. Тогда первое начало термодинамики запишется:

$$\delta Q = dU + \delta A = dU + pdV \quad (6.9)$$

Используя (6.9), установим взаимосвязь между молярными теплоемкостями газов при постоянном давлении C_p и постоянном объеме C_v :

$$C_p = \frac{\delta Q_p}{\nu dT} = \frac{dU + pdV}{\nu dT} \quad (6.10)$$

$$C_v = \frac{\delta Q_v}{\nu dT} = \frac{dU}{\nu dT} \Rightarrow dU = \nu C_v dT \quad (6.11)$$

Из (6.11) видно, что изменение внутренней энергии газа определяется изменением его температуры. Воспользуемся уравнением Менделеева-Клапейрона ($pdV = \nu R dT$) и выразим R – универсальную газовую постоянную:

$$R = \frac{pdV}{\nu dT} \quad (6.12)$$

Из (6.12) ясен *физический смысл* универсальной газовой постоянной R – численно равна работе расширения 1 моль идеального газа при его нагревании на 1 К в условиях постоянного давления. Таким образом:

$$C_p = \frac{dU}{\nu dT} + \frac{pdV}{\nu dT} = C_v + R \quad (6.13)$$

Уравнение (6.13) носит название **уравнение Майера**.

Работа расширения идеального газа в изопроцессах

1) *Изобарный* ($p = const$) процесс. Диаграмма этого процесса (*изобара*) в координатах p, V изображается прямой, параллельной оси V . При изобарном процессе работа газа при увеличении объема от V_1 до V_2 равна

2)

$$A_p = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1) \quad (6.14)$$

и определяется площадью заштрихованного прямоугольника (рис. 6.1).

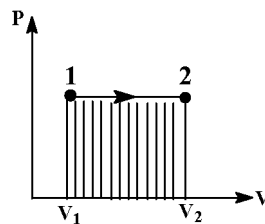


Рис. 6.1. PV-диаграмма состояния идеального газа

Если использовать уравнение Менделеева-Клапейрона для выбранных нами двух состояний, то

$$pV_1 = \frac{m}{M}RT_1, \quad pV_2 = \frac{m}{M}RT_2$$

откуда

$$p(V_2 - V_1) = \frac{m}{M}R(T_2 - T_1) \quad (6.15)$$

Тогда выражение (6.14) для работы изобарного расширения примет вид:

$$A_p = \frac{m}{M}R(T_2 - T_1) \quad (6.16)$$

2) *Изохорный* ($V = const$) процесс. Диаграмма этого процесса (*изохора*) в координатах p, V изображается прямой, параллельной оси ординат (рис. 6.2), где процесс 1 – 2 изохорное нагревание, а 1 – 3 — изохорное охлаждение.

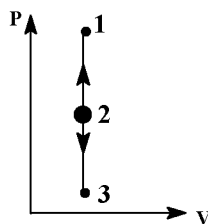


Рис. 6.2. Изохорный процесс

При изохорном процессе газ не совершает работы над внешними телами,

т. е.

$$A_V = \int_{V_1}^{V_2} p dV = 0 \quad (6.17)$$

3) *Изотермический* ($T=const$) процесс. Изотермический процесс описывается законом Бойля—Мариотта:

$$pV = const \quad (6.18)$$

Диаграмма этого процесса (*изотерма*) в координатах p, V представляет собой гиперболу, расположенную тем выше, чем выше температура, при которой происходит процесс.

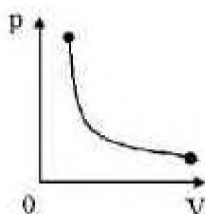


Рис. 6.3. Изотермический процесс

Найдем работу изотермического расширения газа:

$$A_T = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (6.19)$$

4) *Адиабатический* ($dQ=0$) процесс – это процесс, в котором система не обменивается теплотой с окружающей средой. Из первого начала термодинамики следует, что при адиабатическом процессе $\delta A = -dU$.

Используя выражения $\delta A = p dV$ и $dU = \frac{m}{M} C_V dT$ получим:

$$p dV = -\frac{m}{M} C_V dT \quad (6.20)$$

С другой стороны, из $pV = \frac{m}{M} RT$ следует

$$p dV + V dp = \frac{m}{M} R dT \quad (6.21)$$

Разделив (6.21) на (20) получим:

$$\frac{pdV + Vdp}{pdV} = -\frac{R}{C_V} = -\frac{C_p - C_V}{C_V} \text{ или } \frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}, \quad (6.22)$$

где $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ – коэффициент Пуассона. Интегрирование этого уравнения дает

$$\ln V^\gamma + \ln p = \ln const, \quad (6.23)$$

откуда следует **уравнение Пуассона – уравнение адиабатического процесса:**

$$pV^\gamma = const \quad (6.24)$$

В адиабатическом процессе $\delta A = -dU$, поэтому

$$\delta A = -\frac{m}{M} C_V dT.$$

Если газ адиабатически расширяется от объема V_1 до V_2 , то его температура уменьшается от T_1 до T_2 и **работа расширения** идеального газа:

$$A = -\frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{M} C_V (T_1 - T_2) \quad (6.25)$$

Откуда, используя уравнение Менделеева-Клайперона, получаем

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{M} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]. \quad (6.26)$$

Применение первого начала термодинамики к химическим процессам

1) *Изохорный процесс* ($\delta A = 0$).

$$\delta Q = dU \Rightarrow Q = \int_{U_1}^{U_2} dU = U_2 - U_1 \quad (6.27)$$

Так как внутренняя энергия является функцией состояния, то тепловой эффект реакции при постоянном объеме тоже приобретает свойства функции состояния, т.е. зависит только от начального и конечного состояния системы.

2) *Изобарный процесс* ($\delta A = p dV$).

$$\delta Q = dU + \delta A = dU + p dV = dU + dpV = d(U + pV) = dH \Rightarrow Q = \int_{H_1}^{H_2} dH = H_2 - H_1 \quad (6.28)$$

где H – энтальпия.

Закон Гесса: Тепловой эффект реакции не зависит от пути процесса, определяется лишь начальным и конечным состояниями системы при условии:

1) единственной работой, совершаемой системой является работа против внешних сил

2) давление или объем в течение процесса остается постоянным ($Q_V = \Delta U$, $Q_P = \Delta H$).

6.3. Содержание второго и третьего начала термодинамики

Первое начало термодинамики позволяет рассчитать энергетический баланс процесса, но не решает вопрос о направленности процесса и глубине его протекания. Второе и третье начала термодинамики позволяют найти такие функции состояния, изменение которых предсказывает направленность данного процесса.

Закрытая система – отсутствует обмен веществом с окружающей средой.

Изолированная система – система, которая не взаимодействует с окружающей средой. Часто под изолированной системой понимают систему, где $V = \text{const}$.

Процессы, которые в природе протекают сами собой называются *самопроизвольными* или *естественными*. В изолированной системе могут протекать только самопроизвольные процессы.

Круговым процессом (или циклом) называется процесс, при котором система, пройдя через ряд состояний, возвращается в исходное состояние.

Второе начало термодинамики

Формулировка Клаузиуса: невозможно сконструировать машину, которая, действуя посредством кругового процесса, будет передавать тепло от более холодного тела к более нагретому.

Формулировка Томсона: вечный двигатель второго рода невозможен.

Невозможно сконструировать машину, которая, действуя посредством кругового процесса, будет извлекать теплоту из теплоисточника и превращать ее в эквивалентное количество теплоты.

В термодинамике доказывается, что коэффициент полезного действия при работе по квазистатическому циклу Карно не зависит от природы рабочего тела (идеальный газ, пар), а определяется только интервалом температур, в котором совершается работа (теорема Карно-Клаузиуса):

$$\eta_{\text{Карно}} = \frac{A}{Q} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (6.29)$$

Не существует машины, которая обладала бы коэффициентом полезного действия больше $\eta_{\text{Карно}}$, работающей в том же температурном интервале.

Из (6.29) следует, что

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (6.30)$$

где $\frac{Q}{T}$ – приведенная теплота.

Для бесконечно малого цикла Карно: $\int \frac{\delta Q_1}{T_1} - \int \frac{\delta Q_2}{T_2} = 0$. Это выражение в пределе можно заменить:

$$\oint \frac{\delta Q_{\text{обр}}}{T} = 0 \quad (6.31)$$

(6.31) – **уравнение Клаузиуса**. Если интеграл (6.31), взятый по замкнутому контуру равен нулю, то существует некая функция состояния – **энтропия**:

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{обр}}}{T} \quad (6.32)$$

Физический смысл энтропии. Энтропия – это мера беспорядка в системе, характеризует связанную часть энергии систему, т.е. ту часть, которую нельзя превратить в работу.

Изменение энтропии в необратимом процессе. В необратимом процессе

$$\eta_{\text{необр}} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \text{ всегда меньше } \eta_{\text{обр}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \Rightarrow$$

$$\oint \frac{\delta Q_{\text{необр}}}{T} < 0 \quad (6.33)$$

$$dS > \frac{\delta Q_{\text{необр}}}{T} \quad (6.34)$$

В общем случае:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (6.35)$$

(6.35) является математической записью второго начала термодинамики.

Тогда математическая запись первого и второго начала термодинамики будет:

$$TdS \geq \delta A + dU \quad (6.36)$$

Изменение энтропии как критерия направленности процесса и равновесия в изолированной системе.

Для изолированной системы $\delta Q = 0$, поэтому для необратимых процессов $dS > 0$.

При протекании самопроизвольных процессов в изолированной системе энтропия возрастает. В общем случае в изолированной системе возможны лишь такие процессы, где $\Delta S_{U,V} \geq 0$ ($U = const$ или $V = const$). В результате необратимого процесса через некоторое время система достигнет состояния равновесия, в котором энтропия максимальна. Критерии равновесия в изолированной системе:

$$\begin{aligned} dS_{U,V} &= 0 \\ d^2 S_{U,V} &< 0 \end{aligned} \quad (6.37)$$

Более глубокий смысл энтропии раскрывается в статистической физике: энтропия связывается с термодинамической вероятностью.

Термодинамическая вероятность W – число способов, которыми может быть реализовано данное состояние макросистемы. Число микросостояний, осуществляющих данное макросостояние. Больцман показал, что

$$S = k \ln W \quad (6.38)$$

Статистическое толкование второго начала термодинамики: термодинамическая вероятность состояния изолированной системы при всех происходящих в ней процессах не может убывать.

Третье начало термодинамики (тепловая теорема Нернста (Планка))

Энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к нулю Кельвин, т.е.

$$\lim_{\Delta T \rightarrow 0} \Delta S = 0 \Rightarrow C_p = C_v = 0 \quad \text{при } 0 \text{ K} \quad (6.39)$$

Третье начало термодинамики позволяет вычислить абсолютное значение энтропии для любого вещества в любом агрегатном состоянии по зависимости $S(t)$ и теплотам фазовых переходов.

6.4. Основные положения молекулярно-кинетической теории газов

Молекулярно-кинетическая теория газов (МКТ) лежит в основе статистической физики, изучает системы из большого числа частиц с помощью методов теории вероятности.

Основные положения МКТ:

1) Движение молекул газа полностью хаотично (все направления равновероятны).

2) Средняя скорость теплового движения молекул $\langle v \rangle \sim \sqrt{T}$.

3) Средние кинетические энергии молекул разных газов при одинаковых температурах равны:

$$\frac{m_1 \langle v_1 \rangle^2}{2} = \frac{m_2 \langle v_2 \rangle^2}{2} = \dots \quad (6.40)$$

$$\sqrt{\langle v_i \rangle^2} = \langle v_{кв} \rangle$$

где $\langle v_{кв} \rangle$ – средняя квадратичная скорость (скорость, соответствующая средней кинетической энергии).

Особенности МКТ: МКТ нельзя свести к законам классической механики, т.к. при этом придется учитывать одновременно координаты и импульсы огромного числа частиц.

Основное уравнение МКТ:

$$p = \frac{2}{3} n_0 \langle E_{пост} \rangle = \frac{1}{3} n_0 m_0 \langle v_{кв} \rangle^2, \quad (6.41)$$

где n_0 – концентрация молекул, $\langle E_{пост} \rangle$ – средняя кинетическая энергия поступательного движения молекул, m_0 – масса молекулы, $\langle v_{кв} \rangle$ – средняя квадратичная скорость.

Распределение молекул газа во внешнем потенциальном поле. Барометрическая формула

Барометрическая формула – зависимость давления или плотности газа от высоты в поле силы тяжести. Для идеального газа, имеющего постоянную температуру T и находящегося в однородном поле тяжести, барометрическая формула имеет следующий вид:

$$p = p_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} \quad (6.42)$$

где p – давление газа в слое, расположенном на высоте h , p_0 – давление на нулевом уровне. Из барометрической формулы следует, что концентрация молекул n убывает с высотой по тому же закону:

$$n = n_0 e^{-\frac{m_0 g h}{kT}} \quad (6.43)$$

Распределение Больцмана

Распределение Больцмана (распределение по координатам) – распределение частиц по энергии в потенциальном поле любых сил:

$$n = n_0 e^{-\frac{W}{kT}}, \quad (6.44)$$

где W – потенциальная энергия частицы. Из анализа (6.59) следует, что с ростом температуры растет доля частиц, обладающих большой потенциальной энергией.

Распределение Больцмана для квантовых систем

В квантовых системах энергия частицы может принимать лишь строго определенные значения. Поэтому:

$$N_i = N_0 \frac{e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}, \quad (6.45)$$

где N_i – число частиц на i -ом уровне энергии, E_i – энергия i -ого уровня, $N_0 = \sum_i N_i$ – общее число частиц в системе.

Распределение молекул идеального газа по скоростям (распределение Максвелла)

В состоянии равновесия параметры системы неизменны, но между молекулами постоянно происходят столкновения из-за чего их скорости постоянно меняются. Специальными опытами Штерна-Элдриджа установлено, что при данной температуре средняя скорость молекул остается постоянной. Аналитическое выражение, устанавливающее распределение молекул по скоростям, получено Максвеллом в 1860 году:

$$\frac{dN}{dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} N \left(\frac{m_0}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} v^2 \quad (6.46)$$

где dN – число молекул, скорости которых лежат в интервале от v до $v+dv$, N – общее число молекул в системе.

Средняя кинетическая энергия молекулы

$$\langle E \rangle = \frac{i}{2} kT, \quad (6.47)$$

где i – число степеней свободы, k – постоянная Больцмана.

Внутренняя энергия идеального газа:

$$U = \frac{i}{2} \nu RT. \quad (6.48)$$

Скорости молекул:

1) средняя квадратичная

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}}, \quad (6.49)$$

2) средняя арифметическая

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}, \quad (6.50)$$

3) наиболее вероятная

$$v = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}. \quad (6.51)$$

Средняя длина свободного пробега молекулы:

$$\langle \lambda \rangle = (\sqrt{2} \pi d^2 n_0)^{-1}, \quad (6.52)$$

где d – эффективный диаметр молекулы.

Среднее число столкновений молекулы в единицу времени:

$$\langle z \rangle = \sqrt{2} \pi d^2 n_0 \langle v \rangle. \quad (6.53)$$

Уравнение диффузии:

$$dm = -D \frac{d\rho}{dx} dS dt, \quad (6.54)$$

где D – коэффициент диффузии, ρ – плотность, dS – элементарная площадка, перпендикулярная к оси X .

Уравнение теплопроводности:

$$dQ = -\chi \frac{dT}{dx} dS dt, \quad (6.55)$$

где χ – коэффициент теплопроводности.

Сила внутреннего трения:

$$dF = -\eta \frac{dv}{dx} dS, \quad (6.56)$$

где η – динамическая вязкость.

Коэффициент диффузии:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \cdot \langle \lambda \rangle. \quad (6.57)$$

Вязкость (динамическая):

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \cdot \langle \lambda \rangle = D\rho. \quad (6.58)$$

Теплопроводность:

$$\chi = C_V \rho \frac{1}{3} \langle v \rangle \cdot \langle \lambda \rangle = \eta C_V, \quad (6.59)$$

где C_V – удельная изохорная теплоемкость.

Молярная теплоемкость идеального газа:

1) изохорная:

$$C_V = \frac{i}{2} R \quad (6.60)$$

2) изобарная:

$$C_p = \frac{i+2}{2} R. \quad (6.61)$$

6.5. Молекулярно-кинетическая теория реального газа

Уравнение Ван-дер-Ваальса для моля газа (уравнение состояния реальных газов):

$$\left(p + \frac{a}{V_m^2}\right)(V_m - b) = RT \quad (6.62)$$

Для произвольного количества вещества ν газа ($\nu = m/M$) с учетом того, что $V = \nu V_m$, уравнение Ван-дер-Ваальса примет вид

$$\left(p + \frac{\nu^2 a}{V^2}\right)\left(\frac{V}{\nu} - b\right) = RT \quad \text{или} \quad \left(p + \frac{\nu^2 a}{V^2}\right)(V - \nu b) = \nu RT, \quad (6.63)$$

где поправки a и b – постоянные для каждого газа величины, определяемые опытным путем (записываются уравнения Ван-дер-Ваальса для двух известных из опыта состояний газа и решаются относительно a и b).

Критические параметры состояния реального газа:

1) критический объем

$$V_k = 3b, \quad (6.64)$$

2) критическое давление

$$p_k = \frac{a}{27b^2}, \quad (6.65)$$

3) критическая температура

$$T_k = \frac{8a}{27Rb}. \quad (6.66)$$

Критический фактор сжимаемости Z_k для всех газов должен быть равен

$$Z_k = \frac{p_k V_k}{RT_k} = \frac{3}{8} = 0.375. \quad (6.67)$$

Поведение реального газа можно описать с высокой точностью с помощью *вириального уравнения* (или *уравнения с вириальными коэффициентами*). Идея состоит в отказе от минимального числа параметров и использовании бесконечных рядов – разложений по степеням $1/V$:

$$pV_m = RT \left(1 + \frac{B_2}{V_m} + \frac{B_3}{V_m} + \dots \right), \quad (6.68)$$

где B_2 , B_3 , и т.д. – коэффициенты (которые зависят от температуры и природы рассматриваемого газа, но не зависят от плотности и давления) называются соответственно вторым, третьим, и т.д. *вириальными коэффициентами*. Первый вириальный коэффициент равен 1. Второй вириальный коэффициент обычно более важен, чем последующие, поскольку для большинства случаев $B_2/V_m \gg B_3/V_m^2 \gg$ и т.д.

Для некоторых целей вириальное уравнение удобнее записать в виде разложения по степеням p :

$$pV_m = RT (1 + B_2'p + B_3'p^2 + \dots). \quad (6.69)$$

При высоких температурах B_2 и все последующие вириальные коэффициенты стремятся к нулю. Температура, при которой $B_2 = 0$, называется *температурой Бойля* (T_B).

Согласно уравнению Ван-дер-Ваальса, второй вириальный коэффициент равен

$$B_2 = b - \frac{a}{RT}, \quad (6.70)$$

а остальные коэффициенты не зависят от температуры:

$$B_n = b^{n-1}. \quad (6.71)$$

Для определения третьего и последующих вириальных коэффициентов уравнение Ван-дер-Ваальса непригодно.

Выражение для температуры Бойля согласно уравнению Ван-дер-Ваальса:

$$T_B = \frac{a}{Rb}. \quad (6.72)$$

РАЗДЕЛ VII. КВАНТОВАЯ ОПТИКА. КВАНТОВАЯ ПРИРОДА ИЗЛУЧЕНИЯ

7.1. Характеристики теплового излучения

Квантовая оптика – раздел оптики, занимающийся изучением явлений, в которых проявляются квантовые свойства света.

Излучение – потеря телом энергии в виде электромагнитных волн.

При рассеянии и отражении света формирование вторичных световых волн и продолжительность излучения веществом происходит за время, сравнимое с периодом световых колебаний. Если излучение продолжается в течение времени, значительно превышающем период световых колебаний, то возможны два типа излучения:

- 1) тепловое излучение;
- 2) люминесценция.

Равновесным состоянием системы тело-излучение является состояние, при котором распределение энергии между телом и излучением остается неизменным для каждой длины волны. Единственным видом излучения, которое может находиться в равновесии с излучающим телом – *тепловое излучение* – свечение тел, обусловленное нагреванием.

Люминесценцией называется неравновесное излучение, избыточное при данной температуре над тепловым излучением тела и имеющее длительность, большую периода световых колебаний.

Основные количественные характеристики теплового излучения:

1) **Энергетическая светимость** – это количество энергии электромагнитного излучения во всем диапазоне длин волн теплового излучения, которое излучается телом во всех направлениях с единицы площади поверхности за единицу времени:

$$R_T = W/(S \cdot t), \quad (7.1)$$

Единицей измерения энергетической светимости является $[\text{Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})] = [\text{Вт}/\text{м}^2]$ Энергетическая светимость зависит от природы тела, температуры тела, состояния поверхности тела и длины волны излучения.

2) **Спектральная плотность энергетической светимости** (*испускательная способность или излучательность*) **тела** – энергия, излучаемая единицей поверхности в единицу времени по всем направлениям в

виде электромагнитных волн определенной частоты (длины волны) $R_{\nu,T}$, $R_{\lambda,T}$ [Дж/м²]

$R_{\lambda,T}$ – отношение энергетической светимости в узком участке спектра (dR_e) к ширине этого участка ($d\lambda$):

$$R_{\lambda,T} = \frac{dR_e}{d\lambda}, \quad (7.2)$$

$$R_{\nu,T} = \frac{\lambda^2}{c} R_{\lambda,T} \quad (7.3)$$

3) Зная спектральную плотность энергетической светимости, можно вычислить **интегральную энергетическую светимость тела**, просуммировав по всем частотам:

$$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu. \quad (7.4)$$

4) **Спектральная поглощательная способность**, $A_{\nu,T}$, показывает какая доля энергии, приносимой за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu+dv$, поглощается телом, – отношение поглощенной телом энергии к падающей на него:

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+dv}^{погл}}{dW_{\nu,\nu+dv}^{пад}} \quad (7.5)$$

Законы теплового излучения

1) **Закон Кирхгофа:** Отношение спектральной плотности энергетической светимости к спектральной поглощательной способности не зависит от природы тела; оно является для всех тел универсальной функцией частоты (длины волны) и температуры:

$$r_{\nu,T} = \frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} \quad (7.6)$$

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu \quad (7.7)$$

Так как для абсолютно черного тела (АЧТ) $A_{\nu,T}=1$, то универсальная функция Кирхгофа есть не что иное как спектральная плотность энергетической светимости АЧТ.

2) **Закон Стефана-Больцмана:** энергетическая светимость АЧТ пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры:

$$R_e = \sigma T^4, \quad (7.8)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, $5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴).

3) **Закон смещения Вина:** длина волны, λ_{max} соответствующая максимальному значению спектральной плотности энергетической светимости черного тела, обратно пропорциональна его термодинамической температуре

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T}, \quad (7.9)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м·К – постоянная Вина.

Закон Вина приводит к выводу, что максимальная спектральная плотность энергетической светимости АЧТ пропорциональна пятой степени его термодинамической температуры:

$$(r_{\lambda,T})_{max} = C * T^5 \quad (7.10)$$

где $C = 1,3 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м³·К⁵).

Формула Рэлея-Джинса. Ультрафиолетовая катастрофа

Дальнейшие исследования функции Кирхгофа методами классической статистической физики предприняты целым рядом ученых. Применяя к тепловому излучению классический закон равномерного распределения энергии по степеням свободы, Рэлей и Джинс получили выражение для зависимости испускательной способности $r_{\nu,T}$ черного тела от частоты света:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (7.11)$$

где $\langle \varepsilon \rangle = kT$ – средняя энергия осциллятора с собственной частотой ν .

Попытка получить закон Стефана-Больцмана из этой формулы приводит к абсурдному результату – R_e неограниченно растет, достигая чрезвычайно больших значений в ультрафиолете. Невозможность описать область коротких длин волн (область больших частот) на кривой функции Кирхгофа с помощью классических представлений получило название – **ультрафиолетовая катастрофа**.

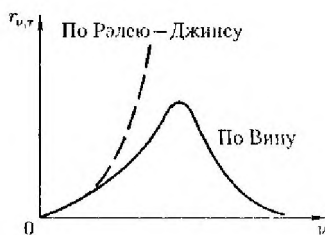


Рис. 7.1. Процесс Релея-Джинса

Гипотеза Планка. Правильное, согласующееся с опытными данными выражение для спектральной плотности энергетической светимости черного тела было найдено в 1900 г. М. Планком. Для этого ему пришлось отказаться от установившегося положения классической физики, согласно которому энергия любой системы может изменяться непрерывно, т.е. может принимать сколь угодно близкие значения.

Согласно выдвинутой Планком **квантовой гипотезе**, атомные осцилляторы излучают энергию не непрерывно, а определенными порциями – **квантами**, причем энергия кванта пропорциональна частоте колебания:

$$\varepsilon_0 = h\nu = hc/\lambda, \quad (7.12)$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. Т.к. излучение испускается порциями, то энергия осциллятора ε может принимать лишь определенные дискретные значения, кратные целому числу элементарных порций энергии ε_0 : $\varepsilon = n h \nu$ ($n = 0, 1, 2 \dots$).

В данном случае средняя энергия осциллятора:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1}, \quad (7.13)$$

а спектральная плотность энергетической светимости черного тела

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/(kT)} - 1}. \quad (7.14)$$

Эта формула хорошо согласуется с экспериментальными данными по распределению энергии в спектрах излучения черного тела во всем интервале частот и температур.

7.2. Фотоэффект

Внешний фотоэлектрический эффект (фотоэффект) – испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения.

Пять законов внешнего фотоэффекта:

1. Фотоэффект безынерционен.

2. Закон Столетова: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (сила фототока насыщения пропорциональна энергетической освещенности E_e катода).

3. Максимальная начальная скорость (максимальная начальная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой ν .

4. Для каждого вещества существует *красная граница* фотоэффекта, т.е. минимальная частота ν_0 света (зависящая от химической природы вещества и состояния его поверхности), ниже которой фотоэффект невозможен.

Красная граница фотоэффекта:

$$h\nu_0 = A_{\text{вых}} \quad (T_{\text{max}} = 0) \quad (7.15)$$

$$\lambda_0 = \frac{hc}{A_{\text{вых}}} = \frac{2\pi\hbar c}{A_{\text{вых}}}; \quad \nu_0 = \frac{A_{\text{вых}}}{h} \quad \text{или} \quad \omega_0 = \frac{A_{\text{вых}}}{\hbar} \quad (7.16)$$

где λ_0 - максимальная длина волны излучений, ν_0 - минимальная частота, ω_0 - минимальная круговая частота, при которых еще возможен фотоэффект.

5. Квантовый выход фотоэффекта с ростом числа фотонов сначала увеличивается, затем не изменяется и потом падает.

Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта:

$$h\nu = A + \frac{m\nu_{\text{max}}^2}{2}. \quad (7.17)$$

Энергия падающего фотона расходуется на совершение электроном работы выхода $A_{\text{вых}}$ из металла и на сообщение вылетевшему фотоэлектрону кинетической энергии.

Фотоны. Фотоэффект служит одним из доказательств существования особых частиц световых квантов – фотонов.

$$\varepsilon = h\nu = \hbar\omega. \quad (7.18)$$

Следует отметить:

- 1) скорость фотона равна скорости света;
- 2) масса покоя фотона равна нулю;
- 3) если фотон уподоблен частице, он обладает импульсом:

$$p = m \cdot c = \frac{mc^2}{c} = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (7.19)$$

4) соотношение де Бройля, связывающее корпускулярные и волновые свойства частиц:

$$\vec{p} = \frac{h\vec{k}}{2\pi} = \hbar\vec{k} \quad (7.20)$$

где $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновой вектор.

Импульс фотона показывает направление его распространения и совпадает с направлением распространения электромагнитной волны (с направлением вектора \vec{k}).

Эффект Комптона

При рассеянии рентгеновского излучения на легком веществе (графит, парафин) в основном происходит релеевское рассеяние. Кроме того, обнаружены волны с $\lambda' > \lambda$, причем величина $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ зависит от угла рассеяния α :

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\alpha) = \lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (7.21)$$

где $\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 2.43(\text{нм})$ – комптоновская длина волны.

Давление света:

$$p = w(1 + \rho), \quad (7.22)$$

где w – объемная плотность энергии падающего света, ρ – коэффициент отражения.

РАЗДЕЛ VIII. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ, МОЛЕКУЛ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ

8.1. Развитие представлений о строении атома

Понятие атома было введено еще Демокритом. До XIX века считали, что атом является мельчайшей частицей, позднее обнаружили, что в состав атома входят электроны и протоны.

В самом начале XX века появляются первые модели строения атома. Простейший атом – атом водорода – представлял собой, по мнению Уильяма Томсона, положительно заряженный шар, в центре которого находится электрон. Детально данную модель разработал Дж. Дж. Томсон, считавший, что электроны внутри положительно заряженного шара расположены в одной плоскости и образуют концентрические кольца.

Жан Перрен в 1901 г. высказал предположение о ядерно-планетарном устройстве атома.

Подобную же модель предложил в 1904 г. японский физик Хантаро Нагаока: положительный заряд сконцентрирован внутри атома и занимает небольшой объем, снаружи находятся электроны.

Модель атома Резерфорда. При пропускании α -частиц через золотую фольгу, Резерфорд обнаружил, что большое число частиц проходит через фольгу, не меняя направления. Некоторые частицы отклоняются на небольшие углы. Встречались частицы, резко меняющие свое направление, как от встречи с большой положительной частицей. На основании проведенного опыта Резерфорд сделал ряд выводов:

1) В атомах имеется много пустого места, так как большая часть α -частиц проходит сквозь фольгу.

2) В атомах есть массивная положительная частица, которая резко меняет направление α -частиц.

3) Эта частица занимает в атоме очень мало места, так как встречи с ней редки.

Основываясь на этих экспериментальных фактах, Резерфорд в 1911 г. предложил свою *ядерную* (или «*планетарную*») модель атома:

– в центре атома находится положительно заряженное ядро, объем которого ничтожно мал по сравнению с размерами атома;

– вокруг ядра вращаются электроны, число которых приблизительно равно половине атомной массы элемента.

Противоречия модели Резерфорда:

1) Двигаясь по круговым орбитам с ускорением, электроны должны излучать электромагнитные волны. Опыт показывает, что атом излучает электромагнитные волны лишь при возбуждении.

2) Непрерывно излучая энергию электрон должен двигаться по орбите все меньшего диаметра, приближаясь к ядру. Должны излучаться все частоты, следовательно, спектр атома должен быть сплошной. Опыт показывает, что спектр атомов линейчатый.

3) Двигаясь по спирали, электроны должны были бы упасть на ядро, следовательно, атом прекратил бы существование.

Модель Резерфорда послужила основой для создания принципиально новой теории, которую разработал в 1913 г. датский физик Нильс Хенрик Давид Бор.

Постулаты Бора:

1) Из многих орбит вокруг ядра электронам разрешены те, которые удовлетворяют квантовым условиям. Электрон, находящийся на стационарной орбите, энергии не излучает.

2) Испускание или поглощение энергии атомом происходит в виде кванта $h\nu$, при этом электрон переходит из одного стационарного состояния в другое. Энергия кванта равна разнице энергий стационарных состояний:

$$h\nu = E_m - E_n \quad (7.23)$$

3) в стационарном состоянии электрон может двигаться только по такой ("разрешенной") орбите, радиус которой удовлетворяет условию:

$$m_e v r_n = n\hbar, \quad (7.24)$$

где m_e – масса электрона, v – его скорость на n -й орбите радиуса r_n , $\hbar = h/2\pi$ – постоянная Планка.

$$r_n = \frac{\varepsilon_0 n^2 h^2}{m_e z e^2 \pi}. \quad (7.25)$$

Для атома водорода $z=1$, поэтому

$$r_n = \frac{\varepsilon_0 1^2 h^2}{m_e 1 e^2 \pi} = 0.529 \text{ \AA} \quad (7.26)$$

Полная энергия электрона в водородоподобной системе будет складываться из его кинетической энергии и потенциальной энергии в электростатическом поле ядра:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{z^2 e^4 m_e}{8 \varepsilon_0^2 h^2}, \quad (7.27)$$

где E_n – энергия электрона на n -й орбите.

Согласно второму постулату Бора, энергия квантов, испускаемых атомами:

$$h\nu = E_m - E_n = \frac{z^2 e^4 m_e}{8 \varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (7.28)$$

Откуда частота излучения:

$$\nu = \frac{z^2 e^4 m_e}{8 \varepsilon_0^2 h^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7.29)$$

где R – постоянная Ридберга ($1.10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$).

Изобразим структуру энергетических переходов в спектре атома водорода. Линии в спектре атома водорода принято делить на серии:

1-ая серия – серия Лаймана ($m=1$):

$$\nu = R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right), n = 2, 3, \dots \quad (7.30)$$

2-ая серия – серия Бальмера ($m=2$):

$$\nu = R \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right), n = 3, 4, \dots \quad (7.31)$$

3-ая серия – серия Пашена ($m=3$):

$$\nu = R \left(\frac{1}{9} - \frac{1}{n^2} \right), n = 4, 5, \dots \quad (7.32)$$

Следующие серии: Брэкета ($m=4$), Пфунда ($m=5$), Хэмфри ($m=6$).

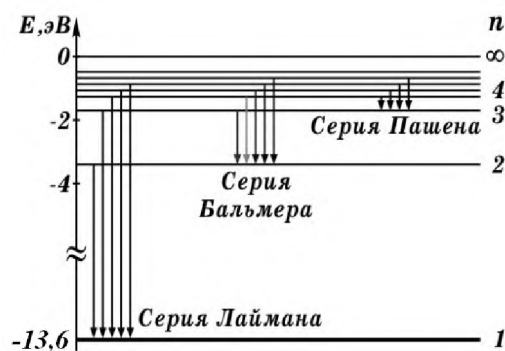


Рис. 7.2. Структура энергетических переходов в спектре атома водорода

Теория Бора сыграла важную роль, показала неприменимость классических представлений для микромира. *Недостатки теории:*

- 1) Смешанная теория, т.е. использует как классические, так и квантовые представления.
- 2) Применима только к атому водорода.
- 3) Даже для атома водорода не объясняет тонкой структуры в его спектре.

8.2. Элементы квантовой механики

Опытные обоснования квантовой механики

1. **Опыты Д. Франка и Г. Герца.** Изучая методом задерживающего потенциала столкновения электронов с атомами газов (1913 г.), Д. Франк и Г. Герц экспериментально доказали дискретность значений энергии атомов. Принципиальная схема установки приведена на рис. 7.3.

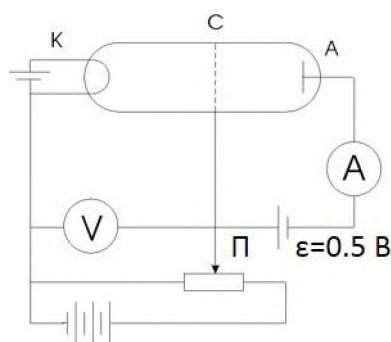


Рис. 7.3. Установка для исследования рассеяния электронов на атомах

Трубка (рис.7.3) содержит катод (К), сетку (С) и анод (А). Между катодом (К) и сеткой (С) прикладывают напряжение, которое можно менять с помощью

потенциометра (П). Электроны, вылетая с катода разгоняются в поле и, пройдя сквозь отверстие в сетке, направляются к аноду. Между сеткой и анодом приложено тормозящее напряжение $U_T=0.5$ В. Если сквозь сетку пройдет электрон с энергией меньше 0.5 эВ, тормозящее поле не пропустит электрон на анод.

Эксперимент с пустой трубкой: ток на аноде линейно растет с ростом напряжения между катодом и сеткой (рис. 7.4).

Эксперимент с трубкой, заполненной парами ртути: на зависимости силы тока от напряжения появляются провалы (рис. 7.4), т.е. не все электроны достигают анода.

Объяснение: при энергии электронов менее 4.9 эВ, они сталкиваются с атомами ртути упруго (без обмена энергией), при энергии более 4.9 эВ, электроны способны передать атому ртути часть энергии, переводя его в возбужденное состояние. Электроны, потерявшие свою кинетическую энергию, уже не смогут преодолеть тормозящий потенциал и достигнуть анода. Этим и объясняется резкое падение анодного тока. При более высоком ускоряющем напряжении энергии электрона достаточно для перевода в возбужденное состояние двух атомов ртути.

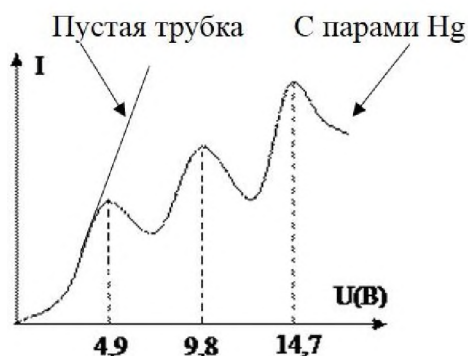


Рис. 7.4. Вольт-амперные характеристики в вакууме и с парами ртути

Выводы: атомы могут поглощать энергию только порциями (квантами), т.е. энергия атомов квантована.

2. Гипотеза де Бройля. Луи де Бройль утверждал, что не только фотоны, но и электроны, и любые другие частицы материи, обладающие массой m и движущиеся со скоростью v , наряду с корпускулярными обладают также волновыми свойствами:

$$\lambda_B = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (7.33)$$

где λ_B — длина волны де Бройля.

Таким образом, движение частиц можно представить, как движение особых волн – волн де Бройля. Эти волны не материальны, они не переносят энергию, но квадрат амплитуды этих волн равен вероятности найти частицу в данной точке. Волны де Бройля – это волны вероятности. Волновые свойства явно проявляются только для микрочастиц, движущихся с большими скоростями. По предположению де Бройля у частиц должны наблюдаться присущие волнам явления (например, дифракция).

К. Девиссон, Л. Джермер, П.С. Тартаковский и Дж.П. Томсон экспериментально подтвердили гипотезу де Бройля с помощью дифракции электронов.

Таким образом, к 20^{-м} годам XX века в физике накопились факты не находящие объяснения: 1) линейчатый спектр атомов, 2) опыты Франка-Герца, 3) двойственная природа света. Это привело к созданию квантовой механики.

Уравнение Шредингера

Уравнение Шредингера заменило уравнение Ньютона при описании движения микрочастиц. Шредингер написал уравнение по аналогии с уравнением световой волны:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_0 \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right); \\ \frac{d\varepsilon}{dx} &= -\varepsilon_0 \frac{2\pi}{\lambda} \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right); \\ \frac{d^2\varepsilon}{dx^2} &= -\varepsilon_0 \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right); \\ \frac{d^2\varepsilon}{dx^2} &= -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} \varepsilon\end{aligned}\tag{7.34}$$

где λ – длина волны де Бройля, ε – некая функция, зависящая от координаты, а в общем случае и от времени.

Если подставить в последнее выражение в (7.34) $\lambda = \frac{h}{mv}$, получим:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{4\pi^2 m^2 v^2}{h^2} \cdot \frac{2}{2} \Psi.\tag{7.35}$$

Учтем, что кинетическая энергия $E_k = \frac{mv^2}{2}$ и $E_k = E - U$, где E – полная энергия системы, U – потенциальная энергия:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{8\pi^2 m}{h^2} \cdot (E - U)\Psi\tag{7.36}$$

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + U\Psi = E\Psi \quad (7.37)$$

Получили (7.37) *стационарное уравнение Шредингера* для одной частицы, движущейся вдоль координаты x . В трехмерном пространстве уравнение будет выглядеть следующим образом:

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{d^2\Psi}{dy^2} + \frac{d^2\Psi}{dz^2} \right) + U\Psi = E\Psi \quad (7.38)$$

или

$$\hat{H}\Psi = E\Psi, \quad (7.39)$$

где $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \nabla^2 + U$ – оператор гамильтона; $\nabla^2 = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$; E – полная энергия движущейся частицы (в стационарном случае $E = const$); U – потенциальная энергия частицы, приобретаемая ей в том поле, в котором она движется; Ψ – волновая функция частицы.

Уравнение вида (7.38) – дифференциальное уравнение второго порядка, имеет множество решений: набор значений полной энергии и набор соответствующих им волновых функций.

Физический смысл волновой функции. Сама волновая функция физического смысла не имеет, но физический смысл приписывается квадрату её модуля $|\Psi^2|$ – определяет плотность вероятности попадания частицы в элемент объема dV :

$$dW = |\Psi^2(x, y, z)| dV. \quad (7.40)$$

Из множества решений дифференциального уравнения (7.38) для вероятностного описания подходят лишь те волновые функции, которые отвечают условиям регулярности:

- 1) волновая функция должна быть непрерывна;
- 2) волновая функция должна быть конечна;
- 3) волновая функция должна быть однозначна;
- 4) $\Psi_\infty = 0$, т.е. частицу всегда можно найти в некотором локальном месте пространства;
- 5) волновая функция должна быть нормирована, т.е. $\int_V |\Psi^2| dV = 1$.

Функции, удовлетворяющие условиям 1-4, называют *собственными* функциями уравнения Шредингера. Если одному значению E соответствует несколько значений Ψ , то такие состояния называют *вырожденными*.

Решения уравнения (7.38) получают с точностью до множителя, поэтому если Ψ – решение, то $\Psi_a = a\Psi$ – тоже решение уравнения Шредингера. Если Ψ_1, Ψ_2, \dots есть линейно независимые решения уравнения Шредингера, то их линейная комбинация также будет являться решением уравнения Шредингера: $\Psi = C_1\Psi_1 + C_2\Psi_2 + \dots$.

Если учесть временной фактор, то уравнение Шредингера примет вид:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t}(\Psi(x, y, z, t)) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi(x, y, z, t) + U\Psi(x, y, z, t) \quad (7.41)$$

Принцип неопределенности Гейзенберга

В отличие от макрочастиц, для микрочастиц, движущихся с большими скоростями, нельзя говорить об определенной траектории. Например, при дифракции на кристалле электрон ведет себя как волна, т.е. его положение в пространстве не может быть определено координатой, можно говорить лишь о вероятности нахождения электрона в данной точке пространства. Принцип неопределенности, сформулированный в 1927 г. В. Гейзенбергом, утверждает, что нельзя измерить одновременно с абсолютной точностью положение и импульс объекта. Чем точнее мы пытаемся определить положение объекта, т. е. чем меньше неопределенность в определении координаты Δx , тем больше будет неопределенность в импульсе Δp :

$$\begin{aligned} \Delta p_x \Delta x &\geq \frac{\hbar}{2} \\ \Delta E \Delta t &\geq \frac{\hbar}{2} \end{aligned} \quad (7.42)$$

где Δp_x – средняя квадратичная ошибка в измерении проекции импульса на направление x , Δx – среднее квадратичное отклонение в изменении координаты ΔE – неопределенность энергии состояния микрообъекта, пребывающего в этом состоянии время Δt .

Типичные задачи квантовой механики:

- частица в потенциальной яме (описывает поступательное движение);
- жесткий ротатор (моделирует вращательное движение);
- гармонический осциллятор (описывает колебательное движение);

– частица в сферически симметричном поле (водородоподобный атом).

Водородоподобный атом

Пример применения уравнения Шредингера к реальному объекту – водородоподобному атому (ВПА). ВПА – атом водорода, состоящий из ядра, в котором сосредоточена вся масса атома, и одного электрона, движущегося в поле ядра. Ядро считается неподвижным, рассматривается только движение электрона. Электрон движется в трехмерном пространстве, т.е. в задаче у частицы три степени свободы. Граничные условия: $\Psi \rightarrow 0$ при приближении электрона к ядру или удалении от него.

Уравнение Шредингера для задачи ВПА:

$$\hat{H}_{ВПА} \Psi_{ВПА} = E_{ВПА} \Psi_{ВПА} \quad (7.43)$$

где $\hat{H}_{ВПА} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \nabla^2 + U = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \nabla^2 - \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$.

Тогда

$$\left(-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \nabla^2 - \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right) \Psi_{ВПА} = E_{ВПА} \Psi_{ВПА} \quad (7.44)$$

При решении уравнения Шредингера (7.44) для водородоподобного атома получают набор разрешенных уровней энергии (в полном соответствии с теорией Бора):

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{z^2 e^4 m}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \quad (7.45)$$

При решении уравнения Шредингера (7.44) возникает три **квантовых числа**: n , l , m_l . Энергия ВПА (7.45) зависит от значения одного квантового числа (n). Каждому значению энергии E_n соответствует несколько волновых функций. Число волновых функций, соответствующих данному значению главного квантового числа, называют **весом уровня** или **степенью вырождения**: $g=n^2$.

Физический смысл квантовых чисел:

n – главное квантовое число, определяет энергию электрона; пространственный образ – размеры электронного облака.

l – орбитальное квантовое число ($l=0,1,\dots(n-1)$), отражает орбитальный квантовый характер движения электрона и характеризует орбитальный момент импульса: $\vec{L} = \hbar\sqrt{l(l+1)}$; пространственный образ – форма электронного облака.

m_l – магнитное квантовое число ($m_l=0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$) – определяет пространственное квантование, ориентацию вектора момента импульса относительно внешнего магнитного поля: $L_z = \hbar m_l$; пространственный образ – различные ориентации электронного облака в пространстве.

При исследовании спектров оказалось, что для точного описания энергетической структуры атома необходимо ввести четвертое квантовое число: m_s – спиновое квантовое число ($m_s=\pm 1/2$). Тогда вес каждого энергетического уровня: $g=2n^2$. Спин электрона – квантовая величина, не имеющая классического аналога. Спин не связан с движением электрона в поле ядра, а определяет его собственное состояние.

РАЗДЕЛ IX. ВВЕДЕНИЕ В ЯДЕРНУЮ ФИЗИКУ

9.1. Характеристики атомного ядра

Фермионы и бозоны

Принцип независимости тождественных частиц – невозможно экспериментально отличить тождественные частицы.

В классической физике даже одинаковые частицы можно различить по их положению в пространстве (по координатам x , y и z) и импульсам; в квантовой механике, если волновые функции двух тождественных частиц перекрываются, нельзя сказать какая из них находится в данной точке пространства:

$$|\Psi(x_1, x_2)|^2 = |\Psi(x_2, x_1)|^2,$$

где x_1 и x_2 – совокупность пространственных и спиновых координат частицы, 1^{-ой} и 2^{-ой}, соответственно.

Если при перемене частиц местами волновая функция не меняет знак, то волновая функция называется симметричной, если меняет знак – антисимметричной:

$$\Psi(x_1, x_2) = \pm \Psi(x_2, x_1). \quad (7.46)$$

Симметрия и антисимметрия волновых функций определяется спином частицы.

В зависимости от характера симметрии все элементарные частицы делятся на два класса:

1) Частицы с полуцелым спином (протон, нейтрон, электрон) описываются антисимметричными волновыми функциями и подчиняются статистике Ферми-Дирака, поэтому их называют **фермионы**.

2) Частицы с нулевым или целым спином (фотоны, глюоны) описываются симметричными волновыми функциями и подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, поэтому их называют **бозоны**.

Характеристики атомного ядра

Ядром называется центральная часть атома, в которой сосредоточена практически вся масса атома и его положительный электрический заряд.

Атомное ядро состоит из элементарных частиц – протонов и нейтронов.

Протон (p) имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p = 1.6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836m_e$, где m_e – масса электрона.

Нейтрон (n) – нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1.6749 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1839m_e$.

Протоны и нейтроны называются **нуклонами** (от лат. nucleus – ядро).

Массовое число (A) – общее число нуклонов в атомном ядре.

Зарядовое число (Z) равно числу протонов в ядре и определяет заряд ядра.

Ядро химического элемента X с атомным номером Z (число протонов в ядре) и массовым числом A (число нуклонов в ядре) обозначается ${}^A_Z X$.

Ядра с одинаковыми Z , но разными A (т. е. с разными числами нейтронов $N = A - Z$) называются *изотопами*.

Ядра с одинаковыми A , но разными Z называются *изобарами*.

Ядра с одинаковым числом нейтронов ($N = A - Z$) называются *изотонами*.

Размер ядра характеризуется **радиусом ядра**, имеющим условный смысл, в виду размытости границ ядра.

Радиус ядра задается эмпирической формулой:

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (7.47)$$

где $R_0 = (1.3 \div 1.7) \cdot 10^{-15}$ м. Из формулы (7.47) вытекает, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре. Следовательно, плотность ядерного вещества примерно одинакова для всех ядер ($\approx 10^{17}$ кг/м³).

Масса и энергия связи ядра. Дефект массы

Поскольку большинство ядер устойчиво, то между нуклонами существует особое ядерное взаимодействие – притяжение, которое обеспечивает устойчивость ядер, несмотря на отталкивание одноименно заряженных протонов. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется *энергией связи ядра*.

Энергия связи нуклонов в ядре:

$$E_{св} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{я}]c^2 \quad (7.48)$$

Величина $\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{я}$ называется **дефектом массы** ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра.

Часто вместо энергии связи рассматривают удельную энергию связи ε – энергию связи, отнесенную к одному нуклону:

$$\varepsilon = \frac{E_{св}}{A} \quad (7.49)$$

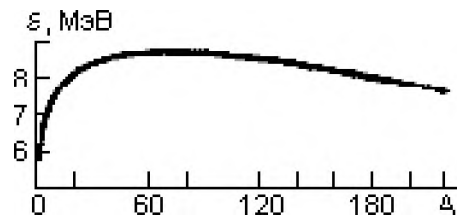


Рис. 7.5 Зависимость удельной энергии связи от числа нуклонов (A)

Из рис. 7.5 видно, что наиболее сильно связаны нуклоны в ядрах атомов средней части таблицы Менделеева (железа и никеля ($A \sim 55-60$)). Такой ход зависимости $\varepsilon(A)$ показывает, что для легких ядер энергетически выгодны реакции синтеза более тяжелых ядер, а тяжелых – деление на более легкие осколки. Отметим для сравнения, что энергия связи валентных электронов в атомах составляет примерно 10 эВ (в 10^6 раз меньше).

9.2. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада

Радиоактивный распад – самопроизвольное превращение одних атомных ядер в другие, сопровождающееся испусканием элементарных частиц, гамма-квантов и/или ядерных фрагментов. Процесс радиоактивного распада также называют *радиоактивностью*, а соответствующие ядра (нуклиды, изотопы и химические элементы) *радиоактивными*. Радиоактивными называют также вещества, содержащие радиоактивные ядра.

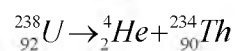
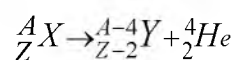
Естественная радиоактивность – самопроизвольный распад атомных ядер, встречающихся в природе.

Искусственная радиоактивность – самопроизвольный распад атомных ядер, полученных искусственным путем через соответствующие ядерные реакции.

Ядро, испытывающее радиоактивный распад называется *материнским*, а возникающее в результате распада – *дочерним*.

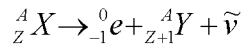
Основные типы радиоактивного распада.

1) α -распад – ядра испускают α -частицы (ядра гелия ${}^4_2\text{He}$):

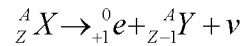


2) β -распад:

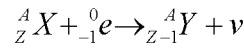
a) β^- -распад – электронный распад (из ядра вылетает электрон и антинейтрино):



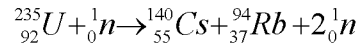
б) β^+ -распад – позитронный распад (из ядра вылетает позитрон и нейтрино):



в) *электронный захват* – ядро захватывает электрон из k-слоя электронной оболочки и испускает нейтрино:

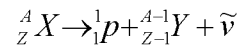


3) *Спонтанное деление тяжелых ядер:*



Образуются два осколка примерно равные по величине – ядра элементов средней части периодической таблицы.

4) *Протонная радиоактивность:*



γ -распада не существует, в процессе радиоактивного излучения ядра атомов могут испускать гамма-кванты. Испускание гамма-квантов **не сопровождается** распадом ядра атома. γ -излучение зачастую сопровождает явления α - или β -распада. При α - и β -распаде новое возникшее ядро первоначально находится в возбужденном состоянии и, когда оно переходит в нормальное состояние, то испускает γ -кванты (в оптическом или рентгеновском диапазоне волн).

Закон радиоактивного распада

Теория радиоактивного распада строится на предположении о том, что радиоактивный распад является спонтанным процессом, подчиняющимся законам статистики. Так как отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, то можно считать, что число ядер dN , распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально промежутку времени dt и числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t :

$$dN = -\lambda N dt \quad (7.50)$$

где λ – постоянная для данного радиоактивного вещества величина, называемая *постоянной радиоактивного распада*; знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается. Разделив переменные и интегрируя, получим:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t, \quad (7.51)$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

где N_0 – начальное число нераспавшихся ядер (в момент времени $t=0$), N – число нераспавшихся ядер в момент времени t .

Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины:

1) *Период полураспада* $T_{1/2}$ – время, за которое исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое. Тогда, согласно (7.51):

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (7.53)$$

Откуда:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (7.54)$$

2) *Среднее время жизни* τ радиоактивного ядра – величина, обратная постоянной радиоактивного распада λ :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (7.55)$$

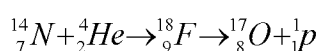
Активностью A нуклида (общее название атомных ядер, отличающихся числом протонов Z и нейтронов N) в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами образца в 1 с:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (7.56)$$

Единица активности в СИ – **беккерель** [Бк]: 1 Бк – активность нуклида, при которой за 1 с происходит один акт распада. В ядерной физике применяется и внесистемная единица активности нуклида в радиоактивном источнике – **кюри** [Ки]: 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

9.3. Ядерные реакции. Деление ядер

Ядерные реакции – процесс взаимодействия атомного ядра с элементарной частицей или другим ядром, приводящий к ядерным превращениям. Первая ядерная реакция осуществлена в 1919 году Резерфордом:



Обычно для осуществления реакции ядра бомбардируют нейтронами или легкими ядрами. Реакции с нейтронами проходят особенно легко, так как им не нужно сообщать большую энергию, в силу того, что нейтроны не испытывают

кулоновского отталкивания от ядра. Вероятность взаимодействия частиц, приводящего к ядерной реакции, характеризуется **эффективным сечением**:

$$\sigma = \frac{dN}{nNdx}, \quad (7.57)$$

где N – число частиц, падающих за единицу времени на единицу площадки поперечного сечения вещества, имеющего в единице n ядер; dN – число частиц, вступающих в ядерную реакцию, в слое толщиной dx . Единицей поперечного сечения является **барн** [1барн= 10^{-28} м²]. С уменьшением скорости нейтронов сечение реакции обычно растет, так как нейтрон дольше находится в поле сил ядра и больше вероятность захвата его ядром. Особенно велико сечение реакции, если энергия приносимая нейтроном в ядро, переводит его в возбужденное состояние.

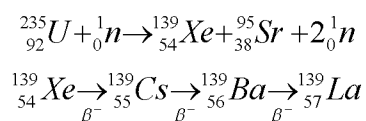
В любой ядерной реакции выполняется:

- 1) закон сохранения зарядов и массовых чисел;
- 2) закон сохранения энергии;
- 3) закон сохранения импульса;
- 4) закон сохранения момента импульса.

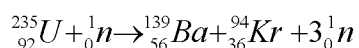
В отличие от радиоактивного распада, который всегда протекает с выделением энергии, ядерные реакции бывают *экзотермические* и *эндотермические*.

Реакции деления урана

К началу 40-х годов XX века работами многочисленных ученых показано, что, при облучении ядер урана нейтронами, образуются элементы средней части периодической таблицы Менделеева:



Осколки деления могут быть разными:



Деление ядер сопровождается испусканием 2-3 вторичных нейтронов, называемых *нейтронами деления*. Образующиеся при делении осколки оказываются перегруженными нейтронами и являются радиоактивными. Они могут претерпеть ряд β -превращений, пока соотношение ${}_1^0\text{p}$ и ${}_0^1\text{n}$ не будет

соответствовать стабильному изотопу. Часть нейтронов при делении испаряется практически мгновенно, т.е. за $t \leq 10^{-17} \text{ с}$ (*мгновенные нейтроны*), а часть за $0.05 \leq t \leq 60 \text{ с}$ (*запаздывающие нейтроны*).

Энергия активации – минимальная энергия, необходимая для осуществления реакций деления ядра.

Цепная реакция деления – ядерная реакция, в которой частицы, вызывающие эту реакцию, образуются как продукты этой реакции.

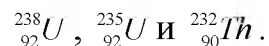
K – коэффициент размножения нейтронов – есть число нейтронов в данном поколении, деленное на число нейтронов в предыдущем поколении. Необходимое условие развития цепной реакции деления: $K \geq 1$.

Цепные реакции деления делятся на *управляемые* реакции и *неуправляемые*. К неуправляемым цепным реакциям деления относится, например, взрыв атомной бомбы.

Критическая масса – минимальная масса делящегося вещества, находящегося в системе критических размеров, необходимая для осуществления самоподдерживающейся цепной реакции.

Критические размеры – минимальные размеры активной зоны, при которых возможно осуществление цепной реакции.

Управляемые ядерные реакции осуществляются в ядерных реакторах. В природе существует три изотопа, которые могут служить ядерным топливом:



Устройство ядерного реактора

На рис. 7.6 представлено схематическое устройство ядерного реактора.

Основные части ядерного реактора:

- 1) *тепловыделяющие элементы* – блоки из делящегося материала, заключенные в герметичную оболочку, слабо поглощающую нейтроны;
- 2) *замедлители нейтронов* – замедляют нейтроны до тепловых скоростей;
- 3) *управляющие стержни* – материал, сильно поглощающий нейтроны.

При полностью вставленных стержнях реакция не идет.

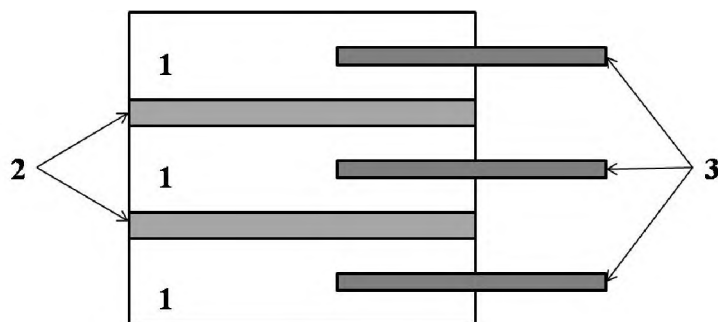
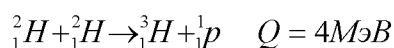


Рис. 7.6. Схематическое устройство ядерного реактора

Для охлаждения тепловыделяющих элементов, их помещают в поток теплоносителя. Когда ядерное топливо сгорает, реакция прекращается, выгоревшее топливо извлекают и загружают новое. В реакторе имеются аварийные стержни, введение которых при внезапном увеличении интенсивности реакции, немедленно ее обрывает.

Реакции синтеза атомных ядер. Проблема управляемых термоядерных реакций.

Реакции синтеза тяжелых ядер из более легких сопровождаются выделением большого количества тепла.

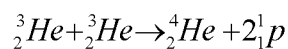
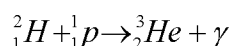
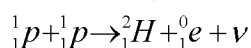


В реакциях синтеза энергия, выделяющаяся на один нуклон, значительно больше, энергии в реакциях тяжелых ядер.

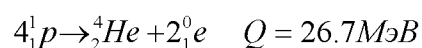
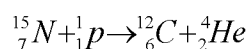
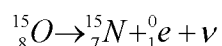
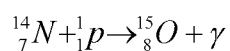
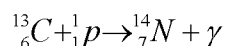
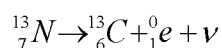
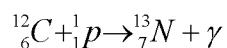
Для соединения ядер дейтерия, их нужно свести до расстояния $\sim 2 \cdot 10^{-15}$ м, преодолев при этом потенциальную энергию отталкивания («кулоновский барьер»). Это возможно лишь при очень высоких температурах. Таким образом, **термоядерная реакция** – разновидность ядерной реакции, при которой легкие атомные ядра объединяются в более тяжелые за счет кинетической энергии их теплового движения.

По-видимому, термоядерные реакции являются источником энергии звезд (в том числе Солнца). Существует два предположительных механизма протекания термоядерных реакций на Солнце:

1) *протонно-протонный (водородный) цикл* ($T \sim 10^7$ К):



2) *углеродно-азотный цикл* ($T \sim 10^7$ К):



Впервые искусственная неуправляемая термоядерная реакция осуществлена в 1952 году в США (водородная бомба, где в качестве взрывчатого вещества использовалась смесь дейтерия и трития, а в качестве запала – взрыв атомной бомбы), в августе 1953 года в СССР испытали термоядерное взрывное устройство в виде авиабомбы.

Применение термоядерной реакции как практически неисчерпаемого источника энергии связано с перспективой освоения технологии *управляемого термоядерного синтеза*. В настоящее время научная и технологическая база не позволяет использовать управляемый термоядерный синтез в промышленных масштабах.

Термоядерные реакции дают наибольший выход энергии на единицу массы горючего, чем любое другое превращение. Количество ${}^2_1\text{H}$, содержащееся в стакане воды энергетически эквивалентно 60 литрам бензина. Для обеспечения термоядерной реакции необходимо создать и поддерживать в ограниченном объеме температуру около 10^8 К. При такой температуре рабочее вещество представляет собой полностью ионизированную плазму. Возникает проблема эффективной термоизоляции рабочего вещества от стенок реактора. В настоящее время предполагают, что основной путь решения проблемы удержания плазмы в ограниченном объеме – использование сильных магнитных полей особой формы.

Радиоуглеродный анализ

В атмосфере постоянно протекает процесс: ${}^{14}_7\text{N} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + {}^1_1\text{p}$, период полураспада изотопа углерода ${}^{14}_6\text{C}$ $T_{1/2} = 5730 \text{ лет}$. Пока организм (растение) жив, он постоянно поглощает из воздуха ${}^{14}_6\text{C}$. Причем концентрация ${}^{14}_6\text{C}$ в живом организме постоянная. После смерти организма изотоп распадается, его концентрация уменьшается. Измерив концентрацию изотопа, можно определить возраст останков.

ИТОГОВЫЙ ТЕСТ

| № | Текст задания | Варианты ответа |
|---|--|---|
| 1 | Пожарный поезд проехал путь от п.А до п.Б со скоростью 40 км/ч, а от п.Б до п.А- со скоростью 60 км/ч. Какова средняя скорость на всем пути | 1) 50 км/ч 2) 48 км/ч 3) 52 км/ч 4) нет правильного ответа |
| 2 | Разорвется ли ремень безопасности при ДТП, если водитель в 100 кг врезается в ЖБК со скоростью $v=10$ м/с. Деформация автомобиля 0,5 м; ремень выдерживает напряжение до $2 \cdot 10^4$ Н. | 1) ремень не оборвется; 2) ремень оборвется, но водитель не травмируется; 3) ремень оборвется, водитель получит травму; 4) летальный исход. |
| 3 | Какое положение экипажа и пассажиров самолета при вынужденной посадке более безопасно по отношению к направлению движения и почему? | 1) лицом назад; нагрузка распределится на значительно большую площадь; 2) лицом вперед, сопротивление воздуху меньше; 3) безразлично; 4) нет правильного ответа. |
| 4 | Человек, падая с высоты 30 м на специальную подушку, при торможении проходит путь 2 м. Определить перегрузку | 1) 15; 2) 10; 3) 5; 4) 2,5 |
| 5 | Огнетушитель выбрасывает пену за единицу времени $\Delta m=0,4$ кг/с со скоростью $v=10$ м/с. Какую горизонтальную силу надо приложить, чтобы огнетушитель был неподвижен? | 1) 1 Н; 2) 2 Н; 3) 3 Н; 4) 4 Н. |
| 6 | При расследовании ДТП определить скорость машины перед торможением, если до остановки пройден путь 50 м, а коэффициент трения $\mu=0,1$. | 1) 5 м/с; 2) 10 м/с; 3) 15 м/с; 4) 20 м/с. |
| 7 | Разобьет ли струя воды стеклянную витрину при тушении пожара, если скорость воды 6 м/с, площадь стока 150 см^2 . Стекло разрушается силой 1 кН. | 1) стекло разлетится; 2) стекло лопнет; 3) стекло слегка деформируется; 4) нет разрушения. |

| № | Текст задания | Варианты ответа |
|----|---|--|
| 8 | Пожарную лестницу раскачивает ветер, смещение верхней точки $x=A*\sin\omega t$. Какова ее скорость, когда $x=A/2$? | 1) $0,61A\omega$; 2) $0,67A\omega$; 3) $0,87A\omega$; 4) $A\omega$; |
| 9 | Для подачи воды к месту пожара пробурили отверстие во льду толщиной 2 м. На сколько уровень воды в отверстии ниже уровня поверхности льда? | 1) 0,2 м; 2) 0,3 м; 3) 0,4 м; 4) 0,1 м. |
| 10 | Как ведет себя тело погибшего в воде и почему? | 1) тонет, т.к. $\rho_{\text{тела}} > \rho_{\text{воды}}$. 2) тонет, а потом всплывает из-за процессов накопления газов; 3) тонет, а потом всплывает, т. к. увеличивается объем тела из-за процессов разложения тканей и накопления газов; 4) по-разному. |
| 11 | Баллон с газом при $t_1=27^\circ\text{C}$ имеет давление $P_1=10^7$ Па; предельно допустимое давление $P_{\text{max}}=1,2\cdot 10^7$ Па. При пожаре баллон нагрелся до $t_2=100^\circ\text{C}$. Определить давление в нагретом баллоне и есть ли опасность взрыва? | 1) $P_2=1,24\cdot 10^7$ Па, есть; 2) $P_2=1,19\cdot 10^7$ Па, есть; 3) $P_2=1,14\cdot 10^7$ Па, нет; 4) нет правильного ответа. |
| 12 | На улице моросит дождь. В помещении находятся мокрые рукава. Высохнут ли они быстрее, если открыть форточку на улицу? | 1) нет, не высохнут; 2) высохнут быстрее из-за конвекции; 3) $P_{\text{н.п.}(ул.)} < P_{\text{н.п.}(комн.)}$, $t_{\text{ул.}} < t_{\text{комн.}}$; пар из комнаты выйдет на улицу, рукава высохнут быстрее; |
| 13 | От чего зависит предельная высота гор на Земле? | 1) от высоты самой горы и давления у ее основания; 2) от атмосферного давления; 3) широты местности; |

| № | Текст задания | Варианты ответа |
|----|--|--|
| 14 | Когда костер в лесу представляет большую пожароопасность: днем или прохладным вечером? | 1) днем, т. к. высока температура; 2) прохладным вечером, когда горячий дым лучше поднимается вверх, чем днем, когда тепло; 3) одинаково опасен. |
| 15 | Сформулируйте общее уравнение термодинамики. | 1) $TdS \geq dU + PdV$ 2) $SdT \geq dU + PdV$ 3) $TdS \geq dU + VdP$ |
| 16 | Азот массой 28г адиабатно расширили в 2 раза, а затем изобарно сжали до начального объема. Найти изменение энтропии газа в ходе указанных процессов. | 1) 0 Дж/К; 2) 10,1 Дж/К; 3) -20,2 Дж/К; 4) -10,1 Дж/К. |
| 17 | Какова скорость истечения кислорода из баллона через малое отверстие в вакуум? Коэффициент адиабаты γ . Температура и давление постоянны. | 1) $\left(\frac{2\gamma RT}{(\gamma-1)\mu}\right)^{1/2}$; 2) 0; 3) $\frac{RT}{\gamma\mu}$; 4) нет правильного ответа. |
| 18 | В цилиндре под поршнем находится некоторая масса воздуха. На его нагревание при $P = \text{const}$ затрачено 5 кДж теплоты. Найти работу, произведенную газом. $C_p = 10^3$ (СИ) | 1) $1,37 \cdot 10^3$ Дж; 2) 0,35 кДж; 3) -1,37 кДж; 4) -0,35 кДж. |
| 19 | Сколькими взмахами поршневого насоса объемом 200 см^3 можно откачать стеклянный баллон, емкость которого 1 л, до давления 0,1 мм рт. ст., если первоначальное давление 10^5 Па. | 1) 50; 2) 40; 3) 30; 4) 49. |
| 20 | Одной из причин понижения температуры воздуха в атмосфере с высотой - расширение его в восходящих потоках без теплообмена с окружающей средой. Найти понижение температуры на каждые 100 м высоты. | 1) 10 К; 2) 5 К; 3) 2 К; 4) 1 К. |
| 21 | На какой ток должен быть рассчитан плавкий предохранитель, если в сеть 220 В включают потребитель энергии 2,2 кВт? | 1) 1 А; 2) 5 А; 3) 10 А; 4) 0,5 А. |

| № | Текст задания | Варианты ответа |
|----|---|--|
| 22 | Почему сильно перегреваются переключатели, розетки, клеммы электрических цепей? | 1) плохие контакты или перегрузка цепи; 2) высокая проводимость контактов; 3) плохое заземление (зануление) цепи; 4) большая сила тока. |
| 23 | Струя воды при тушении пожара попадает на электрический контакт с $U=2$ кВ. Сопротивления: струи – 500 Ом, человека – 4,5 кОм, контакта человека с землей – 5 кОм. Какой ток пройдет через человека. Оцените опасность. | 1) 50 мА, не опасен; 2) 100 мА, есть опасность здоровью; 3) 200 мА, есть опасность жизни; 4) 500 мА, летальный исход. |
| 24 | Две плитки, спирали которых имеют одинаковое сопротивление, включены в сеть: в одном случае последовательно, в другом – параллельно. Когда выделится большее количество теплоты и во сколько раз? | 1) $Q_{\text{посл.}} = 2Q_{\text{пар.}}$; 2) $Q_{\text{пар.}} = 2Q_{\text{посл.}}$; 3) $Q_{\text{пар.}} = 4Q_{\text{посл.}}$; 4) $Q_{\text{посл.}} = 4Q_{\text{пар.}}$. |
| 25 | Стальная проволока диаметром 2 мм имеет сопротивление 5 Ом. Определить ее массу. | 1) 2,5 кг; 2) 3,0 кг; 3) 3,25 кг; 4) 4,0 кг. |
| 26 | Большая шарообразная капля воды получена от слияния 125 капелек. До какого потенциала были заряжены мелкие капли, если потенциал большой 2,5 В. | 1) 0,1 В; 2) 0,02 В; 3) 0,01 В; 4) нет правильного ответа. |
| 27 | Маленький шарик с зарядом 10 нКл находится в 3 см от плоской металлической заземленной стенки. С какой силой происходит их взаимодействие? | 1) 0,1 мН; 2) 0,25 мН; 3) 0,5 кН; 4) 1 мкН. |
| 28 | Какая относительная ошибка допускается при подключении вольтметра с сопротивлением R_B к резистору R для измерения напряжения на нем? | 1) R/R_B ; 2) R_B/R ; 3) $\frac{R}{R + R_B}$; 4) $\frac{R + R_B}{R}$. |
| 29 | Электрон, ускоренный разностью потенциалов 1 кВ, влетает в однородное магнитное поле с $B=1,2$ мТл. Найти радиус кривизны траектории. | 1) 1 см; 2) 3 см; 3) 6 см; 4) 9 см. |

| № | Текст задания | Варианты ответа |
|----|---|--|
| 30 | Чему равен магнитный момент, создаваемый точечным зарядом q , движущимся по окружности радиусом r с угловой скоростью ω ? | 1) $\frac{q\omega r^2}{4}$; 2) $\frac{q\omega^2 r^2}{4}$; 3) $2q\omega\omega^2$; 4) $2q\omega^2 r^2$. |
| 31 | При проведении спасательных работ для поиска людей используют ИК-датчик. Считая излучение человека с $t=37^\circ\text{C}$ излучением АЧТ, определить длину волны настройки ИК-датчика. | 1) 9,3 мкм; 2) 8,9 мкм; 3) 8,3 мкм; 4) 0,8 мкм. |
| 32 | Для идентификации неизвестной жидкости применена установка «Кольца Ньютона» в проходящем свете с длиной волны 600 нм. Радиус кривизны линзы $R=10$ м, радиус третьего светлого кольца $r_3=3,51$ мм. Что это за жидкость? | 1) $n=1,47$ (глицерин); 2) $n=1,46$ четыреххлористый углерод); 3) $n=1,42$ (диоксин); 4) $n=1,37$ (гексан). |
| 33 | Определить наибольший порядок дифспектра для желтой линии натрия $\lambda=5890 \text{ \AA}$, если решетка имеет период 2мкм. | 1) 2; 2) 3; 3) 10; 4) 20. |
| 34 | Определить угол Брюстера при отражении от стекла с показателем преломления $n=1,57$ | 1) $50,5^\circ$; 2) $55,7^\circ$; 3) $57,5^\circ$; 4) 63° . |
| 35 | Два пучка желтого цвета ($\lambda=0,6$ мкм) пересекаются. Что будет наблюдаться в точке пересечения, если оптическая разность хода равна 0,3 мм? | 1) максимум интенсивности; 2) минимум интенсивности; 3) перераспределение энергии. |
| 36 | Спасатель, глядя с моста, определил, что глубина реки 2 м. Какова истинная глубина? | 1) 1,8 м; 2) 2,2 м; 3) 2,66 м; 4) 3,02 м. |
| 37 | Водолаз под водой видит солнце на высоте 60° над горизонтом. Какова действительная высота? | 1) 45° ; 2) 48° ; 3) 53° ; 4) 58° . |
| 38 | Всякая ли собирательная линза может использоваться в качестве лупы? | 1) любая; 2) с фокусом $F=25$ см; 3) с фокусом $F<25$ см; 4) с фокусом $F>25$ см. |

| № | Текст задания | Варианты ответа |
|----|--|---|
| 39 | При помощи вогнутого зеркала с кривизной 40 см надо получить действительное изображение предмета в половину натуральной величины. Где нужно поместить предмет и экран относительно зеркала? | 1) 0,6 м; 0,3 м; 2) 0,4 м; 0,2 м; 3) 0,3 м; 0,6 м; 4) 0,2 м; 0,4 м. |
| 40 | Отраженный от границы раздела двух оптических сред луч оказался полностью поляризован. Чему равен угол между отраженным и преломленным лучами? | 1) 0^0 ; 2) 45^0 ; 3) 90^0 ; 4) 135^0 . |
| 41 | Чайник с 2 кг воды нагрели от 10^0C до кипения. На сколько изменилась масса воды? | 1) 8,4 кг; 2) $9,2 \cdot 10^{-10}$ кг; 3) $8,4 \cdot 10^{-8}$ кг; 4) $9,2 \cdot 10^{-6}$ кг. |
| 42 | При взрыве атомной бомбы (1 кг плутония Pu^{248}) получается одна радиоактивная частица на один атом Pu. Полагая равномерное перемешивание этих частиц по всей атмосфере, подсчитайте число радиоактивных частиц, попадающих в 1 дм^3 у поверхности Земли. | 1) 700 дм^{-3} ; 2) 600 дм^{-3} ; 3) 500 дм^{-3} ; 4) 400 дм^{-3} . |
| 43 | Определить постоянную решетки NaCl, зная массу одного киломоля и ее плотность $\rho=2,2 \text{ г/см}^3$. Кристаллы NaCl обладают простой кубической структурой. | 1) $1,7 \cdot 10^{-11} \text{ м}$; 2) $2,81 \cdot 10^{-10} \text{ м}$; 3) $2,9 \cdot 10^{-9} \text{ м}$; 4) $0,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$. |
| 44 | Кинетическая энергия α -частицы, вылетевшей из ядра атома радия при радиоактивном распаде, равна 4,78 МэВ. Какова скорость частицы? | 1) $1,52 \cdot 10^7 \text{ м/с}$; 2) $2,0 \cdot 10^6 \text{ м/с}$; 3) $2,5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$; 4) нет правильного ответа. |
| 45 | Какое количество тепла выделяет 1 Кюри радона ${}_{86}^{222}\text{Rn}$ в час? | 1) 120 Дж; 2) 1,2 кДж; 3) 1,2 МэВ; 4) 12 кэВ. |
| 46 | Записать ядерную реакцию лития ${}_{3}^7\text{Li}$ с протием. | 1) ${}_{3}^7\text{Li} + {}_1^1\text{H} \rightarrow {}_2^4\text{He} + {}_2^4\text{He}$; 2) ${}_{3}^7\text{Li} + {}_1^2\text{H} \rightarrow {}_4^9\text{Be} + \tilde{\nu}$; 3) ${}_{3}^7\text{Li} + {}_1^1\text{H} \rightarrow {}_4^8\text{Be} + \nu$. |
| 47 | При бомбардировке изотопа азота ${}_{7}^{14}\text{N}$ нейтронами получается изотоп углерода ${}_{6}^{14}\text{C}$, который оказывается... | 1) α -активным; 2) β^- -активным; 3) β^+ -активным; 4) неактивным. |

| № | Текст задания | Варианты ответа |
|----|--|---|
| 48 | Изотоп углерода ${}^6_{14}\text{C}$ претерпевает распад с образованием... | 1) азота и электрона; 2) азота и позитрона; 3) кислорода и протона; 4) нет правильного ответа. |
| 49 | Поле ядерных сил создают | 1) μ -мезоны; 2) π -мезоны; 3) К-мезоны; 4) барионы. |
| 50 | Величина, характеризующая вероятность того, что радиоактивное ядро испытает превращение в единицу времени, называется... | 1) периодом полураспада; 2) постоянной распада; 3) активностью РАВ; 4) нет правильного ответа. |

ТАБЛИЦА ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ

| Постоянная величина | Обозначение или формула | Числовое значение |
|---|--|---|
| Скорость света в вакууме | c | $2,99792458 \cdot 10^8$ м/с (точно) |
| Постоянная Планка | h | $6,62606876(52) \cdot 10^{-34}$ Дж·с |
| Постоянная Дирака | $\hbar = h/2\pi$ | $1,054571596(82) \cdot 10^{-34}$ Дж·с |
| Постоянная Больцмана | k | $1,3806503(24) \cdot 10^{-23}$ Дж/К |
| Постоянная Авогадро | N_A | $6,02214199(47) \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹ |
| Атомная единица массы | 1 а.е.м | $1,66053873(13) \cdot 10^{-27}$ кг |
| Газовая постоянная | $R = kN_A$ | $8,314472(15)$ Дж/(моль·К) |
| Объём моля идеального газа при нормальных условиях ($T_0 = 273,15$ К, $P_0 = 101325$ Па) | $V_0 = RT_0 / P_0$ | $22,413996(39) \cdot 10^{-3}$ м ³ /моль |
| Число Лошмидта | $N_L = N_A / V_0$ | $2,68677(5) \cdot 10^{19}$ см ⁻³ |
| Гравитационная постоянная | G | $6,673(10) \cdot 10^{-11}$ Н·м ² /кг ² |
| Постоянная Фарадея | $F = N_A e$ | $9,6485341(39) \cdot 10^4$ Кл/моль |
| Постоянная Стефана–Больцмана | $\sigma = \pi^2 k^4 / 60 \hbar^3 c^2$ | $5,670400(40) \cdot 10^{-8}$ Вт/(м ² ·К ⁴) |
| Постоянная Ридберга | $R_\infty = \mu_0^2 m_e c^3 e^4 / 8 \hbar^3$ | $1,0973731568549(83) \cdot 10^7$ м ⁻¹ |
| Магнитная постоянная | $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ | $1,2566370614\dots \cdot 10^{-6}$ Гн/м |
| Электрическая постоянная | $\epsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$ | $8,854187817 \cdot 10^{-12}$ Ф/м |
| Радиус первой боровской орбиты для атома водорода | $a_0 = a / 4\pi R_\infty$ | $0,5291772083(19) \cdot 10^{-10}$ м |
| Радиус электрона классический | $r_e = \mu_0 e^2 / 4\pi m_e$ | $2,817940285(31) \cdot 10^{-15}$ м |
| Элементарный заряд (заряд электрона) | e | $1,602176462(63) \cdot 10^{-19}$ Кл |
| Удельный заряд электрона | e/m_e | $1,758820174(71) \cdot 10^{11}$ Кл/кг |
| Масса электрона | m_e | $0,910938188(72) \cdot 10^{-30}$ кг |
| Масса протона | m_p | $1,67262158(13) \cdot 10^{-27}$ кг |
| Масса нейтрона | m_n | $1,67492716(13) \cdot 10^{-27}$ кг |
| Магнетон Бора | $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$ | $9,27400899(37) \cdot 10^{-24}$ А·м ² |
| Ядерный магнетон | $\mu_N = e\hbar/(2m_p)$ | $5,05078317(20) \cdot 10^{-27}$ А·м ² |
| Магнитный момент протона | μ_p | $1,410606633(58) \cdot 10^{-26}$ А·м ² |
| Магнитный момент электрона | μ_e | $9,28476362(37) \cdot 10^{-24}$ А·м ² |
| Энергия покоя электрона | $m_e c^2$ | $0,510998902(21)$ МэВ |
| Энергия покоя протона | $m_p c^2$ | $938,271998(38)$ МэВ |
| Энергия покоя нейтрона | $m_n c^2$ | $939,565330(38)$ МэВ |

КЛЮЧ К ИТОГОВОМУ ТЕСТУ

| № | Ответ | № | Ответ | № | Ответ | № | Ответ | № | Ответ |
|----|-------|----|-------|----|-------|----|-------|----|-------|
| 1 | 2 | 11 | 1 | 21 | 3 | 31 | 1 | 41 | 1 |
| 2 | 1 | 12 | 3 | 22 | 1 | 32 | 2 | 42 | 1 |
| 3 | 1 | 13 | 1 | 23 | 3 | 33 | 2 | 43 | 2 |
| 4 | 1 | 14 | 2 | 24 | 3 | 34 | 3 | 44 | 1 |
| 5 | 4 | 15 | 1 | 25 | 3 | 35 | 1 | 45 | 1 |
| 6 | 2 | 16 | 3 | 26 | 1 | 36 | 3 | 46 | 1 |
| 7 | 4 | 17 | 1 | 27 | 2 | 37 | 2 | 47 | 2 |
| 8 | 3 | 18 | 1 | 28 | 3 | 38 | 3 | 48 | 1 |
| 9 | 1 | 19 | 4 | 29 | 4 | 39 | 1 | 49 | 2 |
| 10 | 3 | 20 | 4 | 30 | 1 | 40 | 3 | 50 | 2 |

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании изучения параллельных учебников по физике и проведенного сравнительного анализа основные результаты и выводы работы можно сформулировать следующим образом:

1. Вопрос об учебнике в плане его связи с организационными формами обучения хотя и ставится, но редко, а специально такая связь не выступает в педагогической науке предметом общедедактических и частно-методических исследований.

2. Изменение содержания учебника не должно и не может быть радикальным по составу основных знаний, так как развитие науки не отвергает предыдущие теории, а опирается на них, вбирая в себя основные идеи и принципы.

3. Действующие учебники по физике наиболее полно выполняют три функции: информационную, систематизирующую, образовательную. Нами предложен ряд основных педагогических функций учебника физики, исходя из дидактических и методических требований к учебнику: мировоззренческая, синтезирующая, ценностно-ориентационная, мотивационная, координирующая.

4. По результатам выбранных нами тем самым сложным является учебник Т.И. Трофимовой [4], самым доступным – Д.В. Сивухина [5-9].

5. Авторам настоящего учебного пособия удалось лучше отобрать и структурировать материал в плане соответствия дидактическим принципам, более рационально организовать учебный материал пособия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кропотова Н.А., Разумов А.А. Теоретические задачи повышенной сложности по физике. Часть I: учебное пособие для курсантов, студентов и слушателей специальности 280705 «Пожарная безопасность» направление подготовки 280700 «Техносферная безопасность». Иваново: ООНИ ИВИ ГПС МЧС России, 2011. 140 с.

2. Кропотова Н.А., Разумов А.А. Теоретические задачи повышенной сложности по физике: Строение вещества. Часть II: учебное пособие для курсантов, студентов и слушателей специальности 280705 «Пожарная безопасность» направление подготовки 280700 «Техносферная безопасность». Иваново: ООНИ ИВИ ГПС МЧС России, 2013. - 130 с.

3. Кропотова Н.А., Разумов А.А. Рекомендации по организации самостоятельной работы обучающихся по физике: учебно-методическое пособие. Иваново: ООНИ ИВИ ГПС МЧС России, 2012. – 126 с.

4. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов. 18-е издание, стер.-М.:Академия, 2010. -560 с

5. Сивухин Д. В. Общий курс физики. — Издание 5-е, стереотипное. — М.: Физматлит, 2006. — Т. I. Механика. — 560 с.

6. Сивухин Д. В. Общий курс физики. — Издание 3-е, исправленное и дополненное. — М.: Наука, 1990. — Т. II. Термодинамика и молекулярная физика. — 592 с.

7. Сивухин Д. В. Общий курс физики. — Изд. 4-е, стереотипное. — М.: Физматлит; Изд-во МФТИ, 2004. — Т. III. Электричество. — 656 с. — 5000 экз.

8. Сивухин Д. В. Общий курс физики. — Издание 3-е, стереотипное. — М.: Физматлит, МФТИ, 2002. — Т. IV. Оптика. — 792 с.

9. Сивухин Д. В. Общий курс физики. — 3-е издание, стереотипное. — М.: Физматлит, 2006. — Т. V. Атомная и ядерная физика. — 784 с.

**РАЗУМОВ Александр Александрович
ГУРИНА Дарья Леонидовна
ТИТОВА Елена Станиславовна
ЕФРЕМОВ Александр Михайлович
ПАШКОВА Тамара Викторовна**

КРАТКИЙ КУРС ФИЗИКИ

**УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ ДЛЯ КУРСАНТОВ, СТУДЕНТОВ И СЛУШАТЕЛЕЙ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ МЧС РОССИИ**

Подготовлено к изданию 08.06.2017 г.
Формат 60×84 1/16. Усл. печ. л. 9,4. Уч.-изд. л. 8,7. Заказ № 58
Отделение организации научных исследований
экспертно-консалтингового отдела
Ивановской пожарно-спасательной академии ГПС МЧС России
153040, г. Иваново, пр. Строителей, 33