

$$x = A \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$$F = qvB \sin \alpha$$

$$F_{\text{уп}} = k \cdot \Delta l$$

$$\vec{E} = -\text{grad} \varphi.$$

О. С. ДМИТРИЕВ, О. В. ИСАЕВА,
И. А. ОСИПОВА, В. Н. ХОЛОДИЛИН

ФИЗИКА

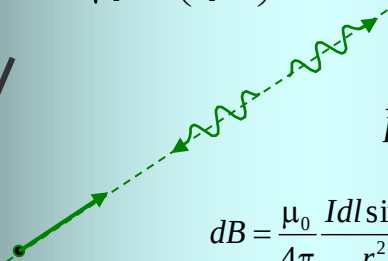
КРАТКИЙ КУРС

Учебное электронное издание

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin\left(\frac{\pi n}{l} x\right)$$

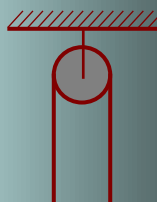
?

$$R = \sigma \cdot T^4$$



$$\vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Idl \sin \alpha}{r^2}$$



$$U = I \cdot R$$

$$Q = S \cdot v$$

Тамбов
Издательский центр ФГБОУ ВО «ТГТУ»
2021

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Тамбовский государственный технический университет»

**О. С. ДМИТРИЕВ, О. В. ИСАЕВА,
И. А. ОСИПОВА, В. Н. ХОЛОДИЛИН**

ФИЗИКА

КРАТКИЙ КУРС

Утверждено Учёным советом университета
в качестве учебного пособия
для студентов бакалавриата 1, 2 курсов инженерного профиля подготовки
очного, очно-заочного, заочного, дистанционного обучения

Учебное электронное издание



Тамбов
Издательский центр ФГБОУ ВО «ТГТУ»
2021

УДК 53.02+530.1
ББК В22.3я73-5
Д53

Р е ц е н з е н т ы:

Доктор физико-математических наук, профессор, заслуженный деятель науки Российской Федерации, профессор кафедры теоретической и экспериментальной физики ФГБОУ ВО «ТГУ им. Г. Р. Державина»
В. А. Федоров

Доктор технических наук, профессор,
заведующий кафедрой «Материалы и технологии» ФГБОУ ВО «ТГТУ»
Д. М. Мордасов

Дмитриев, О. С.

Д53 Физика. Краткий курс [Электронный ресурс] : учебное пособие / О. С. Дмитриев, О. В. Исаева, И. А. Осипова, В. Н. Холодилин. – Тамбов : Издательский центр ФГБОУ ВО «ТГТУ», 2021. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM). – Системные требования : ПК не ниже класса Pentium II ; CD-ROM-дисковод ; 96,0 Mb ; RAM ; Windows 95/98/XP ; мышь. – Загл. с экрана.

ISBN 978-5-8265-2344-5

Представлены материалы, основанные на курсе лекций, прочитанных за последние 10 лет бакалаврам инженерных специальностей в Тамбовском государственном техническом университете.

Предназначено для студентов бакалавриата 1, 2 курсов инженерного профиля подготовки очного, очно-заочного, заочного, дистанционного обучения.

УДК 53.02+530.1
ББК В22.3я73-5

*Все права на размножение и распространение в любой форме остаются за разработчиком.
Нелегальное копирование и использование данного продукта запрещено.*

ISBN 978-5-8265-2344-5

© Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Тамбовский государственный технический университет» (ФГБОУ ВО «ТГТУ»), 2021

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящее учебное пособие написано на основе курса лекций по физике, прочитанного авторами за последние более 10 лет студентам Тамбовского государственного технического университета. Сделана попытка разработать предельно краткий двухсеместровый курс, представляющий собой сжатое изложение основных представлений общей физики, соответствующее вузовской программе. Пособие написано языком, понятным студентам всех специальностей ТГТУ, даже тем, для кого физика не является профилирующим предметом. Одной из задач пособия является формирование целостного представления о естественнонаучной картине мира, созданной на базе результатов научного познания. Пособие содержит сведения, необходимые для понимания, с одной стороны, существа рассматриваемых явлений, а с другой – для формирования ясного представления о возникновении и развитии физических идей в их взаимосвязи. Использование физических аналогий и конкретных примеров позволило избежать сложных выводов. Вместе с тем, авторы надеются, что необходимую физическую строгость изложения удалось сохранить. Настоящее пособие по физике ввиду его краткости не только не исключает, но и предполагает использование более подробных и фундаментальных учебников. В конце книги приведен список рекомендуемой литературы по всем разделам курса. В каждой главе все обозначения строго оговорены и при внимательном чтении не должно быть недоразумений.

Предлагаемое учебное пособие предназначено для студентов бакалавриата технических вузов. Может быть полезно и преподавателям.

Авторы считают своим долгом поблагодарить рецензентов за внимательное прочтение пособия и сделанные замечания, позволившие устранить недочеты и скорректировать изложение лекционного материала.

ВВЕДЕНИЕ

Предмет и задачи курса физики. Место физики в системе наук

Физика – в переводе с греческого – *природа*. В глубокой древности под физикой понимали *естествознание* в самом широком смысле этого слова.

Современная физика есть наука о строении материи, о простейших и наиболее общих формах движения ее, о взаимных превращениях форм движения и видов материи. Под движением в широком смысле следует понимать любые изменения реальности, любой протекающий в природе и человеческом обществе процесс.

Движение – объективная форма существования материи, ее неотъемное свойство. Из известных современной науке форм движения материи физика изучает следующие четыре простейшие формы:

- 1) механическую;
- 2) молекулярно-кинетическую;
- 3) электромагнитную;
- 4) внутриатомную.

Физика является *основой всего современного естествознания*, ибо устанавливает самые общие законы природы, законы, которые лежат в основе конкретных естественных наук.

Исключительно велика роль физики в развитии *техники*. Можно сказать что *техника – это прикладная физика*, поскольку все ее важнейшие отрасли возникли на основе тех или иных открытий физики.

При изучении физики имеют дело с двумя категориями физических величин – скалярными и векторными.

Скалярные величины – это величины, которые с количественной точки зрения определяются только *численным значением*. Таковыми являются, например, длина, масса, время, работа, энергия, температура, электрический заряд, потенциал, электродвижущая сила и т.д. Действия над скалярными величинами производятся по *правилам алгебры*.

Векторные величины характеризуются не только *численными значениями*, но и *направлением* в пространстве. Примером векторных физических величин могут служить: перемещение, скорость, ускорение, сила, импульс, напряженность электрического поля, плотность тока и т.д. Дей-

ствия над векторными величинами производятся по правилам *векторной алгебры*.

Физика широко использует дифференциальную и интегральную формы записи. *Интегральная форма* связывает физические величины, относящиеся к *разным точкам пространства*, описывает процесс изменений, протекающий в *конечном объеме* в течение *конечного промежутка времени*. *Дифференциальный форма* связывает величины, относящиеся к бесконечно малому объему, т.е. практически к *одной и той же точке пространства*, описывает процесс, протекающий в течение *бесконечно малого промежутка времени*.

Особую роль в науке вообще и в физике играют так называемые *абстракции* или *модели*. Реальные свойства материальных объектов настолько сложны, что учет всех свойств, всех связей при анализе изучаемого явления оказывается невозможным. Поэтому выделяют главное, абстрагируясь от второстепенного, и используют идеализированную схему явления или объекта – *абстракцию* или *модель*.

1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕХАНИКИ

1.1. КИНЕМАТИКА

1.1.1. Кинематика материальной точки

Предметом механики является изучение закономерностей простейшей формы движения материи – *механического движения*.

Механическое движение – изменение положения тела относительно других тел.

Кинематика – изучает закономерность движения тел, не вскрывая причины.

Динамика – изучает закономерность движения тел, вскрывая причины.

Основными объектами механики является *материальная точка* и *абсолютно твердое тело*.

Материальная точка – это тело, формой и размерами которого в данной задаче можно пренебречь.

Абсолютно твердое тело – это тело, деформациями которого в условиях данной задачи можно пренебречь. В таком теле расстояния между отдельными точками остаются неизменными.

Пространство и время – сложные философские категории.

Пространство, по Ньютону, – протяженное, неподвижное, пустоеместилище материальных тел.

Свойства: *однородно* (в нем нет привилегированных точек, все его точки равноправны), *изотропно* (в нем нет привилегированных направлений, все его направления равноправны). Так как пространство *однородно* и *изотропно*, то рассматривать движение относительно самого пространства невозможно.

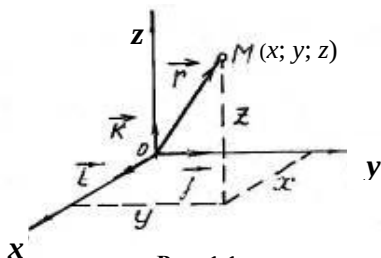


Рис. 1.1

Тело, относительно которого рассматривается движение, является телом отсчета. Чтобы описать движение тела с телом отсчета, нужна система координат.

Так как для определения положения материальной точки необходимо задать *три координаты*, то говорят, что материальная точка имеет *три степени* свободы.

Вместо трех скалярных величин x, y, z положение точки может быть задано одной векторной – радиус-вектором $\vec{r}$, проведенным из начала координат в точку, в которой находится частица (рис. 1.1). Координаты x, y, z являются проекциями радиус-вектора на координатные оси:

$$x = r_x; \quad y = r_y; \quad z = r_z.$$

Радиус-вектор и модуль связаны со своими проекциями следующим соотношением: $\vec{r} = r_x \vec{i} + r_y \vec{j} + r_z \vec{k} = x \vec{i} + y \vec{j} + z \vec{k}$,

$$r = \sqrt{r_x^2 + r_y^2 + r_z^2} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

Время, по Ньютону, – *абсолютная длительность*, не зависящая от тел. Оно также *однородно* (в нем нельзя найти мгновение, которое отличалось бы от других) и всюду во Вселенной течет равномерно и одинаково.

Механика, постулирующая абсолютный характер пространства и времени, называется *ньютоновской* или *классической*.

1.1.2. Уравнения движения

Пространственно-временная система отсчета включает: тело отсчета, систему координат и пространство для изменения расстояния и времени. При движении точки ее координаты меняются, т.е.

$$x = x(t); \quad y = y(t); \quad z = z(t) \quad (1.1)$$

Получили *кинематическое уравнение* движения материальной точки.

Кинематическое уравнение движения через радиус-вектор $\vec{r} = \vec{r}(t)$.

Если из уравнений (1.1) исключить время, то получим уравнение *траектории движения*. *Траектория* – линия, которую эта точка описывает при своем движении в пространстве. Траектории бывают *прямолинейные* и *криволинейные*.

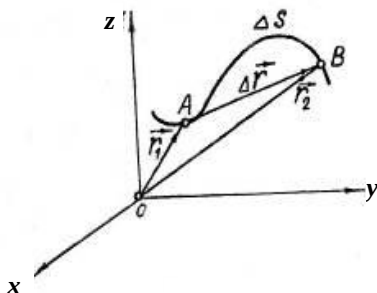


Рис. 1.2

Пусть материальная точка в данной системе отсчета двигалась по некоторой криволинейной траектории из точки A в точку B (рис. 1.2).

Расстояние, измеренное вдоль траектории ΔS , называется *пройденным путем*. Пройденный путь – скалярная величина. Соединим точки A и B. Вектор $\Delta \vec{r}$, проведенный из начальной точки A в конечную B, называется *вектором перемещения* за время $\Delta t = t_2 - t_1$.

Вектором средней скорости называется отношение вектора перемещения ко времени, за которое это перемещение совершается:

$$\vec{v}_{\text{ср}} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}.$$

Вектором мгновенной скорости называется предел, к которому стремится вектор перемещения к промежутку времени при $\Delta t \rightarrow 0$:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}.$$

Он направлен по касательной к траектории в данной точке.

Но $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$ есть производная от $\vec{r}$ по t : $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}$.

Следовательно, мгновенная скорость равна производной от радиус-вектора движущейся точки по времени: $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$. При $\Delta t \rightarrow 0$ $|\Delta \vec{r}| = \Delta S$, тогда численное значение (модуль) мгновенной скорости

$$v = |\vec{v}| = \frac{|\frac{d\vec{r}}{dt}|}{dt} = \frac{dS}{dt}.$$

Поскольку проекциями радиус-вектора $\vec{r}$ на оси координат являются координаты x, y, z , то проекции скорости на координатные оси будут равны производным от x, y, z по времени:

$$v_x = \frac{dx}{dt} = \dot{x}; \quad v_y = \frac{dy}{dt} = \dot{y}; \quad v_z = \frac{dz}{dt} = \dot{z}.$$

Модуль мгновенной скорости равен $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$.

По проекции вектора скорости можно найти сам вектор $\vec{v} = v_x \vec{i} + v_y \vec{j} + v_z \vec{k}$.

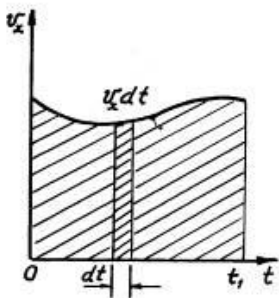


Рис. 1.3

Пройденный путь за произвольный промежуток времени при неравномерном

движении определяется как $S_{AB} = \int_0^{t_1} v(t) dt$.

Графическая зависимость (рис. 1.3) мгновенной скорости от времени называется *графиком скорости*. При прямолинейном равномерном движении $v_{x0} = \text{const}$, тогда при

$$x = v_{x0} t_1 + C \int dx = v_{x0} \int dt \text{ и отсюда } S = v_{x0} t_1.$$

1.1.3. Ускорение

Ускорение характеризует быстроту изменения мгновенной скорости. По аналогии со скоростью различают *среднее* и *мгновенное* ускорения.

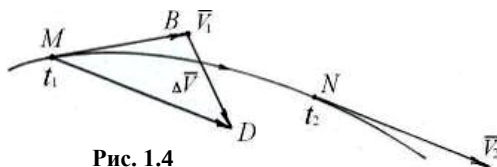


Рис. 1.4

Пусть материальная точка движется по криволинейной траектории. В момент времени $t_1 = t$ вектор мгновенной скорости равен $\vec{v}_1$, а в момент времени $t_2 = t + \Delta t$ — $\vec{v}_2$ (рис. 1.4).

Для определения изменения вектора скорости перенесем вектор $\vec{v}_2$ из точки N в точку M параллельно самому себе и соединим точки B и D . Полученный вектор $\Delta \vec{v}$ определяет изменение скорости за Δt как $\Delta \vec{v} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1$.

Вектором среднего ускорения называется отношение изменения скорости к промежутку времени, за которое это изменение происходит:

$\vec{a}_{\text{ср}} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$. Направление вектора $\vec{a}_{\text{ср}}$ совпадает с направлением вектора

$\Delta \vec{v}$. Вектором мгновенного ускорения называется предел $\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}$

или $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$. Так как $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$, то $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$ и $\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \vec{a}_{\text{ср}}$.

Проекции вектора ускорения выражаются производными от соответствующих компонент скорости по времени:

$$a_x = \frac{dv_x}{dt} = \dot{v}_x; a_y = \frac{dv_y}{dt} = \dot{v}_y; a_z = \frac{dv_z}{dt} = \dot{v}_z.$$

Принимая во внимание, что $v_x = \frac{dx}{dt}, v_y = \frac{dy}{dt}, v_z = \frac{dz}{dt}$,

$$\text{получим: } a_x = \frac{d^2x}{dt^2} = \ddot{x}; a_y = \frac{d^2y}{dt^2} = \ddot{y}; a_z = \frac{d^2z}{dt^2} = \ddot{z},$$

т.е. проекции вектора ускорения на координатные оси выражаются вторыми производными от соответствующих координат по времени.

Модуль ускорения равен $a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2}$.

Сам вектор $\vec{a}$ равен

$$\vec{a} = \sqrt{a_x^2 \vec{i} + a_y^2 \vec{j} + a_z^2 \vec{k}}.$$

Если траектория материальной точки расположена в плоскости, то это плоское движение.

1.1.4. Тангенциальное и нормальное ускорения

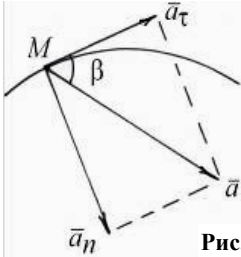


Рис. 1.5

Для криволинейного неравномерного движения точки разложим вектор мгновенного ускорения $\vec{a}$ на две составляющие: вектор нормального ускорения $\vec{a}_n$ и вектор тангенциального (касательного) ускорения $\vec{a}_\tau$. Вектор полного ускорения равен

$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau$, а модуль равен $a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}$ и направлен внутрь траектории (рис. 1.5).

Выясним физический смысл этих ускорений.

Изобразим векторы $\vec{v}_1$ и $\vec{v}_2$ мгновенной скорости в моменты времени t_1 и t_2 , а также изменение вектора скорости $\Delta \vec{v}$.

Обозначим $BC = \Delta \vec{v}_n$, $CD = \Delta \vec{v}_\tau$. Вектор $\Delta \vec{v}$ можно представить как геометрическую сумму векторов (рис. 1.6)

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\tau + \Delta \vec{v}_n. \quad (1.2)$$

Вектор $\Delta \vec{v}_\tau$ характеризует изменение скорости за время Δt по величине, $\Delta \vec{v}_n$ – по направлению.

Разделим обе части выражения (1.2) на Δt и перейдем к пределу:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}.$$

В пределе, т.е. при $\Delta t \rightarrow 0$, угол $\Delta \alpha$ стремится к нулю. Следовательно, в пределе составляющая приращения скорости $\Delta \vec{v}_\tau$ займет положение касательной, а $\Delta \vec{v}_n$ – направление, перпендикулярное касательной.

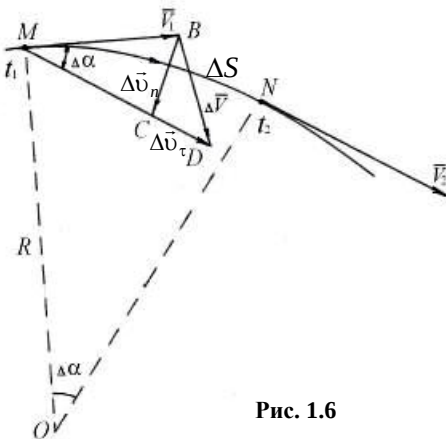


Рис. 1.6

Предел отношения $\frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t}$ при $\Delta t \rightarrow 0$ называется *касательным или тангенциальным ускорением* $\vec{a}_\tau$:

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_\tau}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}_\tau}{dt}.$$

Предел отношения $\frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t}$ при $\Delta t \rightarrow 0$ называется *нормальным или центростремительным ускорением* $\vec{a}_n$:

$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}_n}{dt}. \quad (1.3)$$

Если ΔS – длина дуги, а R – радиус, то для малых углов

$$\text{tg} \Delta \alpha = \Delta \alpha = \frac{\Delta S}{R} = \frac{\Delta v_n}{v}.$$

Отсюда $\Delta v_n = \frac{v \Delta S}{R}$, а модуль нормально ускорения

$$a_n = \frac{v}{R} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{v^2}{R}.$$

Так как вектора $\vec{a}_\tau$ и $\vec{a}_n$ взаимно перпендикулярны, то численное значение полного ускорения равно

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} = \sqrt{\left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{v^2}{R}\right)^2}.$$

Проанализируем некоторые частные случаи движения.

- а) $a_\tau = 0$; $a_n = 0$ – равномерное прямолинейное движение;
- б) $a_\tau = \text{const}$; $a_n = 0$ – равнопеременное (равнозамедленное или равноускоренное) прямолинейное движение;
- в) $a_\tau = 0$; $a_n = \text{const}$ – равномерное движение по окружности;
- г) $a_\tau = 0$; $a_n = f(t)$ – равномерное криволинейное движение;
- д) $a_\tau = f(t)$; $a_n = f(t)$ – неравномерное криволинейное движение.

1.1.5. Кинематика движения материальной точки по окружности

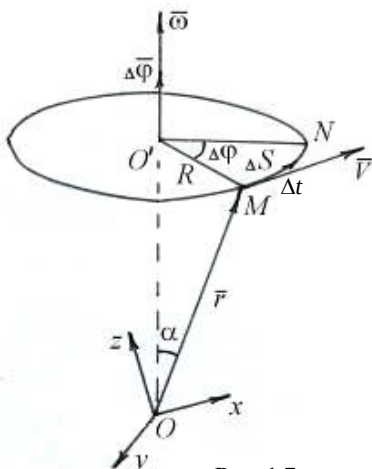


Рис. 1.7

Пусть точка движется неравномерно по окружности радиусом R . Положение движущейся точки M в момент времени t характеризуется радиус-вектором $\vec{r}$. В момент времени $t + \Delta t$ движущаяся точка описывает дугу окружности $MN = \Delta S$. Центральный угол $\Delta\varphi$ называется *угловым перемещением* точки за время Δt . Это векторная величина. Вектор $\Delta\vec{\omega}$ направлен вдоль оси вращения с учетом правила правого винта. Вектор *средней угловой скорости* $\vec{\omega}$ – это отношение углового перемещения к промежутку времени Δt :

$$\vec{\omega}_{\text{cp}} = \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t}. \quad (1.4)$$

Направление вектора $\vec{\omega}_{\text{cp}}$ совпадает с вектором $\Delta\vec{\omega}$.

Вектор мгновенной угловой скорости

$$\vec{\omega} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{\omega}}{\Delta t} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}. \quad (1.5)$$

Модуль угловой мгновенной скорости численно равен

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt}. \quad (1.6)$$

Угол поворота измеряют в радианах, угловую скорость – в рад/с.

Время, за которое точка совершает один полный оборот по окружности, называется *периодом обращения* T .

$$\omega = \frac{2\pi}{T}. \quad (1.7)$$

Если за время t точка совершила N полных оборотов, то период обращения равен

$$T = \frac{t}{N}. \quad (1.8)$$

Количество оборотов, совершаемых в единицу времени, называется *частотой обращения (вращения)*, измеряется в об/с:

$$n = \frac{N}{t} = \frac{1}{T}. \quad (1.9)$$

Периодом обращения (1.7) с учетом выражения (1.9) равен

$$\omega = 2\pi n. \quad (1.10)$$

При неравномерном движении по окружности мгновенная угловая скорость изменяется. Пусть в момент времени t угловая скорость была $\bar{\omega}$, в момент $t + \Delta t$ — $\bar{\omega} + \Delta\bar{\omega}$.

Вектор среднего углового ускорения — это отношение изменения вектора угловой скорости к промежутку времени Δt :

$$\bar{\varepsilon}_{\text{ср}} = \frac{\Delta\bar{\omega}}{\Delta t}. \quad (1.11)$$

Вектор мгновенного углового ускорения

$$\bar{\varepsilon} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\bar{\omega}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \bar{\varepsilon}_{\text{ср}} = \frac{d\bar{\omega}}{dt}. \quad (1.12)$$

Вектор углового ускорения характеризует быстроту изменения угловой скорости и измеряется в рад/с².

Учитывая, что $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$, найдем

$$\varepsilon = \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (1.13)$$

Найдем *связь нормального и тангенциального ускорений с угловыми величинами*. Пусть материальная точка M движется ускоренно по окружности радиусом R со скоростью $\bar{v}$. Вектор мгновенной скорости изменяется по величине и направлению. Согласно определению, модуль тангенциального ускорения точки равен $a_{\tau} = \frac{dv}{dt}$. Учитывая связь линейной и угловой скорости $v = \omega R$, получим

$$a_{\tau} = R \frac{d\omega}{dt} = \varepsilon R. \quad (1.14)$$

Модуль тангенциального ускорения равен произведению углового ускорения на радиус вращения точки.

Модуль нормального ускорения

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 R. \quad (1.15)$$

Величина нормального ускорения равна произведению квадрата угловой скорости на радиус вращения.

Угловой путь $\vec{\varphi}$, угловая скорость $\vec{\omega}$, угловое ускорение $\vec{\varepsilon}$ при равнопеременном вращении связаны между собой формулами, по внешнему виду напоминающими формулы прямолинейного равнопеременного движения (в скалярном виде):

$$\omega_t = \omega_0 \pm \varepsilon t ;$$

$$\varphi = \omega_0 t \pm \frac{\varepsilon t^2}{2} ;$$

$$\omega_t^2 - \omega_0^2 = 2\varepsilon \varphi .$$

где ω_t – угловая скорость в данный момент времени; ω_0 – начальная угловая скорость.

1.2. ДИНАМИКА

1.2.1. Динамика материальной точки

Кинематика изучает пространственно-временные соотношения. В ее уравнениях отсутствуют *свойства* тел, например сила, масса, импульс. Зависимость характера движения от свойств тел и от их взаимодействия друг с другом устанавливает *динамика*.

Понятие *силы* служит для обозначения *величины и направления механического воздействия* одного тела на другое.

Сила – это векторная физическая величина, характеризующая механическое воздействие одного тела на другое, в результате которого тела деформируются или приобретают ускорения.

Сила характеризуется числовым значением или модулем, точкой приложения и направлением. Точка приложения силы и ее направление определяют линию действия силы.

Если действие силы вызывает деформацию, его называют *статическим*.

Если действие силы вызывает изменение скорости, его называют *динамическим*.

В динамике существенную роль играет *выбор системы отсчета*. Чтобы физические явления выглядели наиболее просто, систему отсчета следует связывать с так называемым свободным телом.

Свободное тело – это тело, не взаимодействующее с другими телами.

Система отсчета, связанная со свободно движущимся телом, называется инерциальной.

В природе нет таких тел, поэтому понятия свободного тела и инерциальной системы отсчета являются абстракциями. В основе динамики лежат три закона Ньютона. Они сформулированы для *инерциальной системы отсчета*.

Первый закон динамики – в инерциальной системе отсчета *всякое свободное тело сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения до тех пор, пока внешнее воздействие не изменит это состояние*.

Движение, которое тело совершает в *отсутствие внешнего воздействия*, называется *инерциальным*, а сам принцип инерциального движения – законом инерции. *В реальных условиях тело покоится или движется равномерно и прямолинейно, если векторная сумма всех действующих на него сил равна нулю:*

$$\vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_n = 0 \quad \text{или} \quad \text{кратко} \quad \sum_{i=1}^n \vec{F}_i = 0.$$

Свойство тел сохранять состояние покоя или равномерного прямолинейного движения называется *инертностью*.

Масса – физическая величина, определяющая инерционные и гравитационные свойства материи. В системе СИ единица массы – килограмм (кг).

Для макроскопических тел масса обладает свойством аддитивности, т.е. масса тела M равна сумме масс частей тела $M = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{k=1}^n m_k$

Плотность тела ρ в данной точке M называется отношение массы dm малого элемента тела к величине dV объема этого элемента $\rho = \frac{dm}{dV}$.

1.2.2. Второй закон Ньютона

Закон утверждает: тело под действием силы приобретает ускорение, пропорциональное этой силе.

Ускорение, приобретаемое материальной точкой в инерциальной системе отсчета, прямо пропорционально действующей на нее силе $\vec{F}$ и обратно пропорционально массе этого тела m ; по направлению ускорение совпадает с вектором силы:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{или} \quad \vec{F} = m\vec{a}. \quad (1.16)$$

В системе СИ ускорение измеряется в $(\frac{\text{м}}{\text{с}^2})$.

Единицей силы в СИ является ньютон (Н). Ньюто́н – это такая сила, под действием которой тело массой в 1 кг приобретает ускорение 1 м/с²:

$$1 \text{ Н} = 1 \text{ кг} \cdot 1 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}.$$

Учитывая, что $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$, второй закон Ньютона можно записать в другой форме

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad \text{или} \quad \vec{F} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}). \quad (1.17)$$

Вектор $\vec{p} = m\vec{v}$ называется *импульсом* или *количеством движения* материальной точки, а $d\vec{p} = d(m\vec{v})$ представляет собою элементарное изменение вектора импульса. В отличие от ускорения и скорости, импульс

является характеристикой движущейся материальной точки, отражающей его динамическое свойство – массу.

Второй закон Ньютона можно записать так:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}, \quad (1.18)$$

т.е. производная по времени от вектора импульса равна вектору силы, действующей на эту точку.

Перепишем уравнение (1.17) в следующем виде: $d(m\vec{v}) = \vec{F}dt$, т.е. действие силы на материальную точку в течение некоторого времени всегда приводит к изменению ее импульса. Вектор $\vec{F}dt$ называется элементарным импульсом силы за малый промежуток времени dt .

Импульс силы – это вектор, численно равный произведению силы на время ее действия и совпадающий по направлению с направлением силы.

1.2.3. Третий закон Ньютона

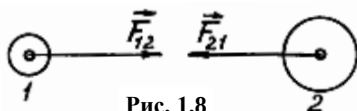


Рис. 1.8

Силы, с которыми взаимодействуют два тела, равны по величине и противоположны по направлению.

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \text{ или } m_1 a_1 = m_2 a_2$$

Эти силы приложены к разным материальным точкам или телам, всегда действуют парами и являются силами одной природы (рис. 1.8). Одну из сил взаимодействия обычно называют силой «действия», другую – силой «противодействия». Взаимодействие сил связано со следующими понятиями:

Сила тяжести – это сила, с которой притягивается любое тело к Земле. Под действием силы притяжения к Земле все тела падают с одинаковым ускорением $g = 9,8 \text{ м/с}^2$, то в системе отсчета, связанной с Землей, на всякое тело массой m действует сила

$$P = mg. \quad (1.19)$$

Вес тела – сила, с которой тело вследствие тяготения к Земле действует на опору или натягивает нить подвеса. Сила тяжести действует всегда, а вес проявляется лишь тогда, когда на тело кроме силы тяжести действуют другие силы. Сила тяжести равна весу тогда, когда ускорения относительно земли нет.

Сила всемирного тяготения $\vec{F}_g$ – сила взаимного притяжения, действующая между любыми материальными телами или частицами, обусловлена гравитационным взаимодействием материальных тел.

$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$ – закон всемирного тяготения Ньютона, где m_1 и m_2 – массы тел; r – расстояние между телами (в случае шаров – расстояние между центрами шаров); $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Нм}^2}{\text{кг}^2}$ – гравитационная постоянная.

Силу тяжести, действующую на тело массой m , можно рассчитать по закону всемирного тяготения $P = G \frac{Mm}{R_0^2}$, где M – масса Земли; R_0 – радиус Земли.

Силы упругости возникают при *деформации* тела, т.е. при изменении его формы или объема, обусловленной действием *внешних* сил. Если после прекращения действия внешней силы, вызвавшей деформацию, тело *полностью* восстанавливает свою первоначальную форму и размеры, оно называется *упругим*. Упругими называются и деформации, возникающие в таком теле. Для упругих деформаций справедлив *закон Гука*: упругая сила, возникающая при деформации, пропорциональна величине деформации:

$$F_x = -kx,$$

где x – величина смещения (растяжения или сжатия); k – так называемый *коэффициент упругости*; F_x – проекция упругой силы на направление смещения.

Знак «минус» означает, что направление упругой силы противоположно направлению смещения частиц тела.

Силы трения возникают при движении твердых тел, жидкостей и газов. Различают *сухое* (или *внешнее*) и *вязкое* (или *внутреннее*) трение. Сухое трение возникает при относительном перемещении соприкасающихся *твердых* тел, вязкое трение – при движении *жидкостей и газов*. В зависимости от характера перемещения одного твердого тела по поверхности другого различают *трение скольжения и трение качения*. Соответственно возникает *сила трения скольжения, сила трения качения и сила трения покоя*. Сила трения покоя *максимальна*, когда тело находится на *границе скольжения*.

Численное значение максимальной силы трения покоя определяется из *закона Кулона*:

$$F_{\text{тр(max)}} = kN,$$

где k – коэффициент, зависящий от свойств поверхностей соприкосновения и определяемый экспериментально (*коэффициент трения*); N – *сила нормального давления опоры на тело* (нормальная реакция опоры).

Если внешняя сила достигает значения, чуть-чуть превышающего $F_{\text{тр(мак)}}$, начинается скольжение.

1.2.4. Механика твердого тела. Центр масс. Центр инерции

Абсолютно твердым называется тело, деформациями которого в данной задаче можно пренебречь. При движении абсолютно твердое тело рассматривается как единое целое. Любое сложное движение твердого тела можно свести к сумме двух простейших движений – поступательного и вращательного.

Поступательное движение твердого тела – это такое движение, при котором *любая прямая*, проведенная в теле, сохраняет неизменное направление в пространстве, т.е. *перемещается параллельно самой себе*.

Вращательное движение твердого тела – это такое движение, при котором все точки тела движутся по окружностям, центры которых лежат на одной прямой, называемой *осью вращения*.

При *поступательном* движении твердого тела все его элементы приобретают *одинаковые* ускорения. Таким образом, *поступательное движение твердого тела может быть заменено движением одной материальной точки С, масса которой равна массе тела*, называемой *центром масс тела* или *центром инерции*.

В однородном поле тяготения эта точка совпадает с центром тяжести тела.

Таким образом, справедливо

$$m\vec{a}_c = \vec{F}.$$

Радиус-вектор центра масс $\vec{r}_c$ твердого тела (системы материальных точек) определяется по формуле

$$\vec{r}_c = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^n m_i \vec{r}_i,$$

где $M = \sum_{i=1}^n m_i$ – общая масса тела (системы точек); $\vec{r}_i$ – радиус-вектор каждой точки.

В этом случае импульс системы

$$\vec{p} = m \frac{d\vec{r}_c}{dt} = m\vec{v}_c.$$

Центр инерции твердого тела движется так, как двигалась бы материальная точка с массой, равной массе тела, если бы к ней были приложены все внешние силы, действующие на тело. Это закон движения центра масс.

$$m \frac{d\vec{v}_c}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{F}_i.$$

Если результирующая внешних сил равна нулю ($\vec{F} = 0$), то и ускорение центра инерции равно нулю.

Из закона сохранения импульса следует, что центр масс замкнутой системы либо движется прямолинейно и равномерно, либо остается неподвижен.

1.2.5. Момент силы. Момент импульса. Момент инерции

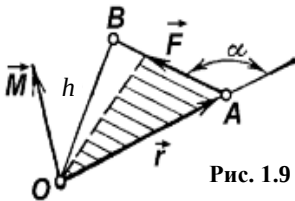


Рис. 1.9

Сила может не только сообщать телам поступательное движение, но и оказывать на них вращательное действие. Мерой вращательного действия силы является *момент силы* (в технике называют крутящий или вращающий момент).

Момент силы относительно точки O называется физической величиной, определяемая векторным произведением радиус-вектора $\vec{r}$ на вектор этой силы $\vec{F}$ (рис. 1.9):

$$\vec{M} = [\vec{r} \times \vec{F}]. \quad (1.20)$$

Момент силы – векторная величина. Вектор $\vec{M}$ направлен перпендикулярно плоскости векторов $\vec{r}$ и $\vec{F}$, по правилу правого винта, т.е. образуют правую тройку векторов. Численное значение вектора момента силы относительно точки O , согласно правилу векторного произведения, равно

$$M = Fr \sin \alpha, \quad (1.21)$$

где α – угол между векторами $\vec{r}$ и $\vec{F}$. Восстановим перпендикуляр из точки O к линии действия силы AB (рис. 1.9). Кратчайшее расстояние h от точки O до линии действия силы называется *плечом силы*. Тогда модуль момента силы относительно точки O равен произведению модуля силы на плечо

$$M = Fh. \quad (1.22)$$

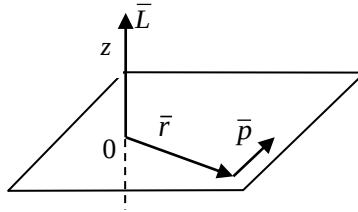


Рис. 1.10

Если рассмотреть импульс $\vec{p} = m\vec{v}$ для тела массой m , движущегося по окружности, то *векторное произведение радиус-вектора $\vec{r}$ на импульс $\vec{p}$ называют вектором момента импульса $\vec{L}$* .

$$\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}] \quad \text{или} \quad \vec{L} = [\vec{r} \times m\vec{v}].$$

Три вектора $\vec{r}$, $\vec{p}$ и $\vec{L}$ образуют правую тройку векторов (рис. 1.10).

Численное значение момента импульса

$$L = pr \sin \alpha = mvr \sin \alpha.$$

Модуль момента импульса равен

$$L = mvr.$$

Для твердого тела, состоящего из элементов масс m_i , вращающихся по окружностям радиусами r_i со скоростью $\vec{v}_i$, момент импульса i -го элемента массы относительно оси вращения равен

$$L_i = m_i v_i r_i. \quad (1.23)$$

Так как угловая скорость ω вращения твердого тела одинакова для всех точек тела, то $v_i = \omega r_i$. Тогда имеем

$$L_i = \omega m_i r_i^2 = \omega I_i, \quad (1.24)$$

где I – момент инерции.

Моментом инерции относительно оси z называется произведение элемента массы тела на квадрат расстояния от оси вращения этого элемента:

$$I_{iz} = m_i r_i^2. \quad (1.25)$$

Суммируя моменты L_i импульсов всех элементарных точек, найдем *главный момент импульса* твердого тела относительно оси вращения

$$L_z = \sum_{i=1}^n L_i = \omega \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = \omega I_z. \quad (1.26)$$

Сумма моментов инерции элементов массы тела относительно некоторой оси вращения называется моментом инерции всего тела относительно этой оси $I_z = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2$. Для непрерывного распределения массы

$$I_z = \int_0^m r^2 dm. \quad (1.27)$$

Продифференцируем по времени уравнение (1.23) с учетом $\bar{F} = \frac{d}{dt}(m\bar{v})$ получим

$$\frac{dL_z}{dt} = \frac{d(mv)r}{dt} = Fr = M_z.$$

Таким образом, *основное уравнение динамики вращательного движения* твердого тела вокруг неподвижной оси можно представить в форме

$$\frac{d}{dt}(\omega I_z) = M_z \quad \text{или} \quad \vec{M} = \dot{\vec{L}}. \quad (1.28)$$

Если тело абсолютно твердое, то его момент инерции I_z не зависит от времени. Поэтому

$$I_z \frac{d\omega}{dt} = M_z \quad \text{или} \quad I_z \varepsilon = M_z, \quad (1.29)$$

где ε – угловое ускорение тела. Таким образом, *угловое ускорение твердого тела, вращающегося вокруг неподвижной оси, прямо пропорционально моменту всех внешних сил и обратно пропорционально моменту инерции тела*

$$\varepsilon = \frac{M_z}{I_z}.$$

Момент инерции зависит от формы тела и от положения оси вращения. Момент инерции является мерой инертности тела при его вращении и является важной динамической характеристикой.

Рассмотрим несколько примеров моментов инерции различных тел.

1. Тонкостенный цилиндр или кольцо. $I = mR^2$.

2. Сплошной однородный диск или цилиндр. $I = \frac{1}{2} mR^2$.

3. Шар. $I = \frac{2}{5} mR^2$.

4. Однородный стержень. $I = \frac{1}{12} ml^2$.

Если ось вращения тела не проходит через центр масс, то применяют теорему Штейнера:

$$I = I_0 + ma^2,$$

где I_0 – момент инерции тела относительно оси, проходящей через центр масс; a – расстояние между осями; m – масса тела.

Свойство момента инерции применяется в маявиках и гироскопах.

Гироскоп – это однородное симметричное тело, быстро вращающееся вокруг его оси симметрии. Гироскоп обладает тремя степенями свободы, если он укреплен так, что его центр инерции G неподвижен, а сам гироскоп может свободно вращаться вокруг любой оси, проходящей через точку G , то при любых воздействиях на его стойку вращающийся гироскоп сохраняет неизменным направление вектора $\vec{L}$ момента импульса относительно точки G .

Гироскопы нашли применение в технике: автономные системы наведения ракет и морских торпед; автопилот в авиации; гироскопас и т.д.

1.3. РАБОТА И ЭНЕРГИЯ

1.3.1. Работа, энергия, мощность

Энергия – это универсальная мера различных форм движения и взаимодействия. С различными формами движения материи связывают различные формы энергии: механическую, тепловую, электромагнитную, ядерную... Изменение механического движения тела вызывается силами, действующими на него со стороны других тел.

Работа силы – это количественная характеристика процесса обмена энергией между взаимодействующими телами.

При прямолинейном движении тела под действием постоянной силы $\vec{F}$, которая составляет некоторый угол α с направлением перемещения, работа этой силы равна

$$A = F_s s = F s \cdot \cos \alpha.$$

Сила может изменяться как по модулю, так и по направлению, поэтому этой формулой *в общем случае пользоваться нельзя*. Однако при элементарном, бесконечно малом перемещении $d\vec{r}$ можно ввести *элементарную работу* dA как скалярное произведение векторов $\vec{F}$ и $d\vec{r}$, а на бесконечно малом по модулю пути $ds = |d\vec{r}|$:

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

Тогда **работа силы на участке траектории** от точки 1 до точки 2 равна алгебраической сумме элементарных работ на отдельных бесконечно малых участках пути

$$A_{12} = \int_1^2 F ds \cdot \cos \alpha = \int_1^2 F_s ds.$$

Если зависимость проекция силы F_s от пути s представлена графически, то работа A определяется площадью заштрихованной фигуры (рис. 1.11).

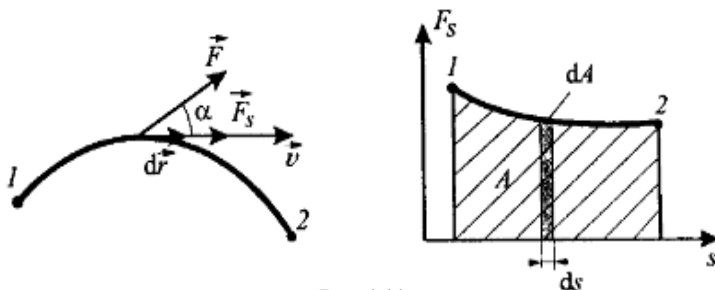


Рис. 1.11

Консервативной (потенциальной) называют силу, работа которой определяется только начальным и конечным положениями тела и не зависит от формы пути. Консервативными силами являются силы тяготения и упругости. Если работа, совершаемая силой, зависит от пути перемещения тела, то такая сила называется **неконсервативной, диссипативной**, например сила трения.

Скорость совершения работы характеризует мощность. **Мощностью** называется физическая величина, численно равная работе, совершаемой за единицу времени. Через элементарную работу $dA = \vec{F}d\vec{r}$ и скорость $d\vec{r}/dt = \vec{v}$ имеем

$$N = \frac{dA}{dt} = \frac{\vec{F}d\vec{r}}{dt} = (\vec{F}, \vec{v}) = Fv \cdot \cos \alpha, \text{ средняя мощность } N_{\text{ср}} = \frac{\Delta A}{\Delta t}.$$

Единица работы в системе СИ – джоуль (Дж), это работа, совершаемая силой 1 Н на пути 1 м: 1 Дж = 1 Н·м.

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

Внесистемная единица работы – килограммометр (кГМ), мощности – кГМ/с.

1.3.2. Кинетическая и потенциальная энергии

Кинетической энергией E_k называют механическую энергию любого свободно движущегося тела.

Кинетическая энергия равна той работе, которую совершают силы для увеличения скорости тела и приобретения запаса энергии. Таким образом, приращение кинетической энергии частицы на элементарном перемещении равно элементарной работе на том же перемещении:

$$dE_k = dA.$$

Тело массой m , движущееся со скоростью v , обладает кинетической энергией

$$dA = \vec{F}d\vec{r} = m \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r} = m\vec{v}d\vec{v} = mv dv = dE_k \implies E_k = \int_0^v mv dv = \frac{mv^2}{2},$$

где $d\vec{r}/dt = \vec{v}$ – численное значение скорости в любой момент времени t .

Кинетическая энергия зависит только от массы и скорости тела. Поэтому кинетическая энергия:

- 1) является функцией состояния системы;
- 2) всегда положительна;
- 3) неодинакова в разных инерциальных системах отсчета.

Если работа силы, действующей на тело, *положительна*, то кинетическая энергия тела *возрастает*, тело получает энергию от других тел, если эта работа *отрицательна*, то энергия *уменьшается*, тело *отдает* энергию другим телам.

Потенциальная энергия $E_{\text{п}}$ – механическая энергия системы тел, определяемая их взаимным расположением и характером сил взаимодействия между ними.

Потенциальная энергия системы, подобно кинетической энергии, является функцией состояния системы. Она зависит только от конфигурации системы и ее положения по отношению к внешним телам. Примеры потенциальной энергии:

- 1) Потенциальная энергия тела массой m на высоте h : $E_{\text{п}} = mgh$.

При этом считается, что потенциальная энергия тела на поверхности Земли ($h = 0$) принимается за $E_{\text{п}0} = 0$.

- 2) Потенциальная энергия пружины, растянутой на длину x , т.е.

$$F_{\text{упр}} = -kx.$$

Тогда, элементарная работа силы упругости равна

$$dA = F_{\text{упр}} dx = -kx dx.$$

Работа, совершаемая силой упругости по переводу тела из деформированного состояния в недеформированное, равна

$$A = - \int_x^0 kx dx = \frac{kx^2}{2}.$$

Принимая потенциальную энергию тела в недеформированном состоянии при $x = 0$, равной нулю, найдем *потенциальную энергию* деформированного тела

$$E_{\text{п}} = \frac{kx^2}{2}.$$

Тело одновременно может обладать кинетической и потенциальной энергией. Поэтому **полная механическая энергия** тела складывается из кинетической и потенциальной энергии:

$$E = E_{\text{к}} + E_{\text{п}}.$$

1.3.3. Кинетическая энергия вращения твёрдого тела

1. Рассмотрим вращение абсолютно твёрдого тела около неподвижной оси z , проходящей через него. Все точки движутся с одинаковой угловой скоростью $\omega = \text{const}$. *Кинетическая энергия вращения* твёрдого тела складывается из кинетических энергий отдельных элементов.

$$E_{\text{к}} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}. \quad (1.30)$$

Линейная скорость i -й точки равна

$$v_i = \omega r_i,$$

где r_i – расстояние от этой точки до оси вращения.

Тогда кинетическая энергия тела, вращающегося вокруг неподвижной оси:

$$E_{\text{к.вр}} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = \frac{I_z \omega^2}{2}, \quad (1.31)$$

где I_z – момент инерции тела относительно оси вращения.

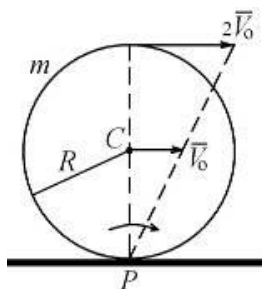


Рис. 1.12

2. Если тело массой m совершает поступательное и вращательное движения одновременно, т.е. центр масс C катится со скоростью v_C , то его полная кинетическая энергия равна сумме кинетических энергий (рис. 1.12)

$$E_{\text{к}} = E_{\text{к.пост}} + E_{\text{к.вр}} = \frac{mv_C^2}{2} + \frac{I_C \omega^2}{2}. \quad (1.32)$$

Кинетическая энергия тела, совершающего плоское движение, складывается из кинетической энергии поступательного движения центра масс и кинетической энергии вращения данного тела вокруг оси, проходящей через центр масс перпендикулярно плоскости движения.

Сопоставим основные величины и соотношения для поступательного движения тела и для его вращения вокруг неподвижной оси (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Поступательное движение	Вращательное движение
1. Перемещение $d\vec{r}$, м	1. Угловое перемещение $d\vec{\varphi}$, рад
2. Линейная скорость $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$, м/с	2. Угловая скорость $\vec{\omega} = \dot{\vec{\varphi}}$, рад/с
3. Линейное ускорение $\vec{a} = \dot{\vec{v}}$, м/с ²	3. Угловое ускорение $\vec{\varepsilon} = \dot{\vec{\omega}}$, рад/с ²
4. Масса m , кг	4. Момент инерции I , кг·м ²
5. Сила $\vec{F}$, Н	5. Момент силы $\vec{M}$, Н·м
6. Импульс $\vec{p} = m\vec{v}$, кг·м/с	6. Момент импульса $\vec{L} = I\vec{\omega}$, кг·м ² /с
7. Импульс силы $\vec{F}dt$, Н·с	7. Импульс момента силы $\vec{M}dt$
8. Второй закон Ньютона $\vec{a} = \vec{F}/m$	8. Основной закон динамики $\vec{\varepsilon} = \vec{M}/I$
9. Работа $dA = F_s ds$, Дж	9. Работа $dA = M_z d\varphi$, Дж
10. Кинетическая энергия $E_k = \frac{mv^2}{2}$, Дж	10. Кинетическая энергия $E_k = \frac{I\omega^2}{2}$, Дж

1.3.4. Космические скорости

Первой космической скоростью называют такую минимальную скорость, которую надо сообщить телу, чтобы оно вращалось в виде спутника вблизи поверхности Земли. Если R – радиус Земли. Можно взять $R' = R + h$.

Приравняем силу притяжения по закону всемирного тяготения и центростремительную силу, выраженную через второй закон Ньютона, получим

$$F = G \frac{Mm}{R^2} = ma_n = m \frac{v_1^2}{R} \Rightarrow v_1 = \sqrt{G \frac{M}{R}} = \sqrt{gR} = 7,9 \text{ км/с.}$$

При достаточно большом радиусе орбиты $r \approx 40000$ км период обращения спутника равен периоду обращения Земли. В этом случае спутник как бы «зависает» над определенной точкой Земли. Это *геостационарная орбита*. Такие орбиты используют для спутников связи.

Второй космической скоростью называется наименьшая скорость, которую надо сообщить телу, чтобы оно могло преодолеть притяжение Земли и превратиться в спутник Солнца. В этом случае кинетическая энергия тела должна быть равна работе, совершаемой против сил тяготения.

$$A = \int_R^\infty G \frac{Mm}{r^2} dr = G \frac{Mm}{R} = \frac{mv_2^2}{2} \Rightarrow v_2 = \sqrt{2G \frac{M}{R}} = \sqrt{2gR} = 11,2 \text{ км/с.}$$

Третьей космической скоростью называют скорость, которую надо сообщить телу, чтобы оно покинуло Солнечную систему, преодолев притяжение Солнца. Минимальное значение скорости равно $v_3 \approx 16,7$ км/с.

1.4. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ

1.4.1. Законы сохранения импульса и энергии

В основе физики лежат *законы сохранения материи и движения* (законы сохранения импульса, момента импульса, энергии). Но они справедливы *не всегда*, не во всякой системе тел, а только при соблюдении определенных *условий*. Введем некоторые понятия.

- *Физическая система* – совокупность тел, рассматриваемых в данной задаче.

- *Внутренние силы* – действуют со стороны других тел системы, *внешние силы* – со стороны внешних тел.

- *Замкнутая или изолированная система тел* – если на нее не действуют *внешние силы*. Это абстракция, таких систем в природе не существует. Имеет место, если внешние силы уравновешены друг другом.

Примеры:

- 1) солнечная система (действие звезд мало);
- 2) шары на горизонтальном столе.

Закон сохранения импульса (количества движения)

Условия сохранения импульса вытекают из второго закона Ньютона:

*Если на тело не действуют силы или результирующая всех сил, действующих на тело, равна нулю ($F_i = 0$), то **импульс тела** сохраняется неизменным с течением времени:*

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

Импульс замкнутой системы тел есть величина постоянная.

Закон сохранения импульса является следствием однородности пространства, т.е. при параллельном переносе в пространстве замкнутой системы тел как целого ее физические свойства не изменяются.

Аналогично имеем **для вращательного движения** тела:

*Если результирующий момент всех внешних сил равен нулю ($M_i = 0$), то **момент импульса** тела остается величиной постоянной.*

$$L_z = \omega I_z = \text{const.}$$

Закон сохранения энергии.

Если тело *перемещается*, то оно обладает кинетической энергией. Изменение кинетической энергии может быть обусловлено работой как консервативных, так и неконсервативных сил: $dE_k = dA^{\text{конс}} + dA^{\text{неконс}}$.

Так как работа консервативных сил может совершаться только за счет *уменьшения потенциальной энергии*, то $dA^{\text{конс}} = -dE_{\text{п}}$.

Тогда получим $dE_k = dA^{\text{неконс}} - dE_{\text{п}}$ или $dE_k + dE_{\text{п}} = dA^{\text{неконс}}$.

Полная механическая энергия системы равна $E_k + E_{\pi} = E$.

Таким образом, *изменение полной механической энергии тела обусловлено работой только неконсервативных сил*. Если на тело не действуют неконсервативные силы ($dA^{\text{неконс}} = 0$), то полная механическая энергия этого тела сохраняется неизменной.

Таким образом, *полная механическая энергия замкнутой консервативной системы есть величина постоянная*.

$$E_k + E_{\pi} = E = \text{const} - \text{закон сохранения энергии.}$$

Если в системе действуют **неконсервативные силы**, например силы трения, то полная энергия изолированной системы с течением времени *уменьшается*, т.е. происходит ее рассеяние или диссипация.

1.4.2. Соударения

Удар (соударение) – столкновение двух или более тел, при котором взаимодействие длится очень короткое время.

Центральный удар – удар, при котором тела до удара движутся по прямой, проходящей через их центры масс.

Различают *упругие и неупругие* столкновения. Идеализированными случаями являются столкновения **абсолютно упругие** и **абсолютно неупругие**.

Абсолютно упругий удар – столкновение двух тел, в результате которого в обоих взаимодействующих телах не остается никаких деформаций и вся кинетическая энергия, которой обладали тела до удара, после удара снова превращается в кинетическую энергию. **Выполняются** законы сохранения импульса и сохранения механической энергии. Пример – взаимодействия бильярдных или стальных шаров.

Обозначим скорости шаров массами m_1 и m_2 до удара через $\bar{v}_1$ и $\bar{v}_2$, после удара – через v'_1 и v'_2 . Рассмотрим прямой центральный удар.

$$\text{Законы сохранения импульса } m_1 v_1 + m_2 v_2 = m_1 v'_1 + m_2 v'_2.$$

Закон сохранения энергии

$$\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} = \frac{m_1 v'^2_1}{2} + \frac{m_2 v'^2_2}{2}.$$

Решая совместно эти уравнения, можно найти неизвестные скорости v'_1 и v'_2 :

$$v'_1 = \frac{2m_2 v_2 + (m_1 - m_2)v_1}{m_1 + m_2}; \quad v'_2 = \frac{2m_1 v_1 + (m_2 - m_1)v_2}{m_1 + m_2}.$$

Если $m_1 = m_2$, то $v'_1 = v_2$ и $v'_2 = v_1$ – шары обмениваются скоростями.

Абсолютно упругих тел не бывает. При ударе тел происходят частичные потери энергии. **Коэффициентом восстановления энергии** называется отношение кинетической энергии тел после удара к кинетической энергии до удара

$$\varepsilon = \frac{E'_1 + E'_2}{E_1 + E_2}. \quad (1.33)$$

Коэффициентом восстановления скорости называется отношение относительной скорости сближения тел после удара к относительной скорости до удара

$$k = \frac{v'_1 - v'_2}{v_1 - v_2}. \quad (1.34)$$

Абсолютно неупругий удар – столкновение двух тел, в результате которого тела объединяются, двигаясь дальше как единое тело. Пример – столкновения шаров из глины или пластилина.

Закон сохранения импульса

$$m_1 \bar{v}_1 + m_2 \bar{v}_2 = (m_1 + m_2) \bar{v}.$$

Откуда скорость после взаимодействия

$$v = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2}.$$

Если $m_1 = m_2$, то $v = \frac{v_1 + v_2}{2}.$

Не выполняется закон сохранения механической энергии: вследствие деформации часть кинетической энергии переходит во внутреннюю энергию тел (разогрев). Это уменьшение равно

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right) (v_1 - v_2)^2.$$

1.4.3. Нейннерциальные системы отсчета. Силы инерции и Кориолиса

Пусть тело движется внутри движущегося объекта. Объект движется относительно неподвижной Земли и является инерциальной системой S . Тело движется относительно первой произвольным образом и в общем случае является нейннерциальной системой S' . То есть всякая система отсчета, движущаяся с ускорением или поворачивающаяся относительно инерциальной, является **нейннерциальной**. В ней **не выполняется первый и второй законы Ньютона**.

Для того чтобы уравнение движения тела в неинерциальной системе отсчета по форме совпадало с уравнением второго закона Ньютона, дополнительно к «обычным» силам взаимодействия $\vec{F}$, действующим в инерциальных системах, необходимо добавить силы инерции.

Второй закон Ньютона для неинерциальной системы отсчета примет вид

$$m\vec{a}_r = \vec{F} + \vec{F}_e + \vec{F}_k, \quad (1.35)$$

где $\vec{a}_r$ – ускорение материальной точки при ее относительном движении; $\vec{F}_e = -m\vec{a}_e$ – переносная сила инерции, равна произведению массы тела на переносное ускорение, взятое с обратным знаком (мы в ускоряющемся вагоне); $\vec{F}_k = -m\vec{a}_k$ – сила Кориолиса, равна произведению массы движущегося тела на кориолисово ускорение $\vec{a}_k$, взятое с обратным знаком.

Полученная формула выражает **основной закон динамики** для неинерциальных систем отсчета. Силы $\vec{F}_e$ и $\vec{F}_k$ учитывают влияние характера движения подвижной системы отсчета на относительное движение тела. В неинерциальных системах отсчета всегда возникают силы инерции. Появление этих сил является признаком неинерциальности системы отсчета.

Ускорение Кориолиса или **поворотное ускорение** для случая, когда вектор относительной скорости (по радиусу) $\vec{v}_r = \vec{\omega}r$ перпендикулярен вектору $\vec{\omega}$ угловой скорости подвижной системы координат в векторной форме, имеет вид

$$\vec{a}_k = 2[\vec{\omega} \times \vec{v}_r]. \quad (1.36)$$

Кориолисова сила инерции или **поворотная сила инерции** равна

$$\vec{F}_k = -m\vec{a}_k = -2m[\vec{\omega} \times \vec{v}_r], \quad \text{модуль } F_k = -2m\omega v_r. \quad (1.37)$$

Действие этой силы $\vec{F}_k$ приводит к тому, что траектория движения в неинерциальной системе отсчета по радиусу становится криволинейной.

Центробежная сила инерции $\vec{F}_{цб} = -m\vec{a}_{цб} = -m\omega^2 R$.

Сила Кориолиса, вызванная вращением Земли, может быть замечена при наблюдении за движением маятника Фуко. В Северном полушарии сила Кориолиса стремится сместить *вправо* по ходу движения поезда, реки, пули и снаряды. Антициклоны (имеющие высокое давление) вращаются по часовой стрелке. В Южном полушарии все происходит наоборот.

В неинерциальных системах выполняется **принцип эквивалентности сил** гравитации и инерции, согласно которому невозможно отличить, какая сила действует на данное тело – гравитационная сила или сила инерции.

1.5. МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

1.5.1. Механические колебания

Колебаниями называются движения или процессы, которые обладают определенной повторяемостью во времени. Колебания сопровождаются попеременным превращением энергии одного вида в энергию другого вида.

Колебания называются **свободными** (или **собственными**), если они совершаются за счет первоначально сообщенной энергии, без дальнейшего внешнего воздействия на колебательную систему. Колебания называются **вынужденными**, если они происходят под действием периодически изменяющейся внешней силы.

Физическая природа колебаний может быть разной – различают механические, акустические, электромагнитные и другие колебания. Но эти различные колебательные процессы описываются одинаковыми уравнениями.

В механике к простейшим колебательным системам относятся пружинный, математический и физический маятники.

Гармоническими колебаниями называются колебания, при которых колеблющаяся физическая величина изменяется по закону синуса (или косинуса). Различные периодические процессы, повторяющиеся через равные промежутки времени, могут быть представлены в виде суммы (суперпозиции) гармонических колебаний.

Гармоническое колебание величины x описывается уравнением типа

$$x = A_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (1.38)$$

где A – амплитуда колебания – максимальное значение колеблющейся величины ($+A_m$, $-A_m$); ω_0 – круговая (циклическая) частота; φ_0 – начальная фаза колебания в момент времени $t = 0$; $(\omega t + \varphi)$ – фаза колебания в момент времени t .

Синус является периодической в пределах ± 1 функцией с периодом 2π .

Периодом гармонических колебаний T называется время, за которое совершается одно полное колебание $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$. Период колебаний обратно

пропорционален **частоте** ν , под которой понимается число полных колебаний, совершаемых системой за единицу времени $\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega_0}{2\pi}$.

Единица частоты – герц (Гц).

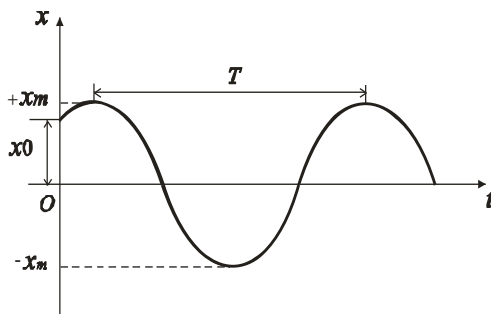


Рис. 1.13

Дифференциальное уравнение гармонических колебаний имеет вид

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad \text{или} \quad \ddot{x} + \omega_0^2 x = 0.$$

Его решение дает уравнение гармонических колебаний.

Скорость и ускорение колебаний определяется дифференцированием по t :

$$v = \frac{dx}{dt} = \omega_0 A_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = v_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0);$$

$$a = \frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega_0^2 A_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0) = -a_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0).$$

1.5.2. Метод векторных диаграмм.

Энергия гармонических колебаний

Гармонические колебания изображаются графически *методом вращающегося вектора амплитуды* или *методом векторных диаграмм*.

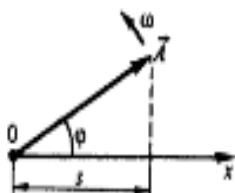


Рис. 1.14

Из произвольной точки O , выбранной на оси x , под углом φ , равным начальной фазе колебания, откладывается вектор A , модуль которого равен амплитуде A рассматриваемого колебания. Если этот вектор будет вращаться вокруг точки O с угловой скоростью ω , то проекция вектора на ось x будет совершать колебания по закону (рис. 1.14)

$$x = A_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Кинетическая энергия гармонических колебаний материальной точки зависит от ее мгновенной скорости v и равна

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A_m^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{m\omega_0^2 A_m^2}{4} [1 + \cos 2(\omega_0 t + \varphi_0)].$$

Потенциальная энергия материальной точки, совершающей гармонические колебания под действием упругой силы, равна

$$E_n = \frac{kx^2}{2} = \frac{1}{2} kA_m^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0) = \frac{1}{2} m\omega_0^2 A_m^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi_0)$$

или

$$E_n = \frac{m\omega_0^2 A_m^2}{4} [1 - \cos(2\omega_0 t + 2\varphi_0)] = \frac{m\omega_0^2 A_m^2}{4} [1 + \cos(2\omega_0 t + 2\varphi_0 + \pi)].$$

Полная энергия остается неизменной в соответствии с законом сохранения механической энергии, так как в идеальной колебательной системе отсутствуют потери энергии и происходит только превращение кинетической энергии в потенциальную и обратно (рис. 1.15):

$$E = E_k + E_n = \frac{m\omega_0^2 A_m^2}{2}.$$

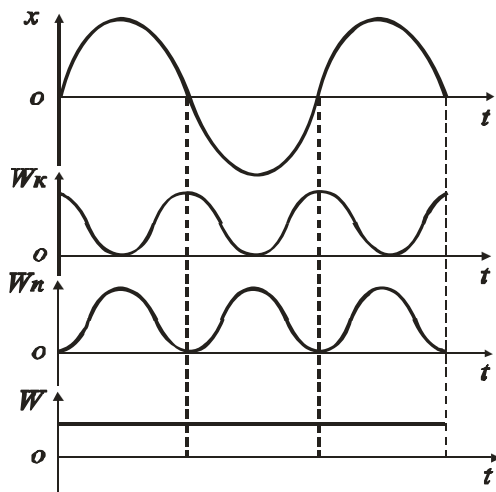


Рис. 1.15

1.5.3. Гармонический осциллятор. Пружинный, математический и физический маятники

Гармоническим осциллятором называется система, совершающая колебания, описываемые дифференциальным уравнением

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0.$$

Примерами гармонического осциллятора являются пружинный, математический и физический маятники.

Пружинный маятник – это груз массой m , подвешенный на абсолютно упругой пружине и совершающий гармонические колебания под действием упругой силы (1.16)

$$F_x = -kx = ma_x,$$

где x – растяжения или сжатия пружины; k – коэффициент упругости или жесткость пружины.

Уравнение колебания маятника

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad \text{или} \quad \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} x = 0, \quad \text{или} \quad \ddot{x} + \frac{k}{m} x = 0.$$

Его решение дает уравнение гармонических колебаний

$$x = x_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Круговая частота и период для пружинного маятника равны:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}; \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}.$$

Так как в идеальной колебательной системе потери энергии отсутствуют, то ее полная энергия остается неизменной в соответствии с законом сохранения механической энергии

$$E = E_k + E_{\text{п}} = \frac{m\omega_0^2 x_m^2}{2} = \frac{kx^2}{2}.$$

Математический маятник – это идеализированная система, состоящая из материальной точки массой m , подвешенной на невесомой нерастяжимой нити длиной l и колеблющейся под действием силы тяжести без трения (рис. 1.17).

Моделью математического маятника является небольшой тяжелый шарик, подвешенный на тонкой длинной нити.

При малых углах отклонения α можно считать

$$x \approx l\alpha.$$

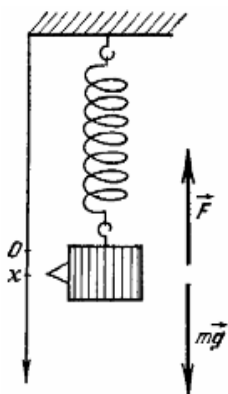


Рис. 1.16

Возвращающая сила

$$F = P \sin \alpha \approx mg\alpha = mg \frac{x}{l}.$$

Уравнение движения отсюда

$$m\ddot{x} = -F = -mg \frac{x}{l} \quad \text{или} \quad \ddot{x} + \frac{g}{l} x = 0.$$

Его решение дает уравнение гармонических колебаний

$$x = x_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Круговая частота и период для математического маятника равны:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{l}}; \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

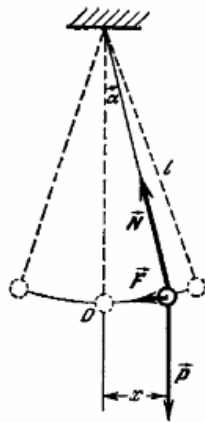


Рис. 1.17

Физическим маятником называется любое тело, способное совершать колебания под действием силы тяжести вокруг горизонтальной оси O , не проходящей через центр тяжести C тела (рис. 1.18).

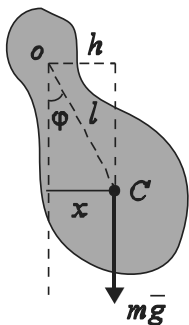


Рис. 1.18

Расстояние от центра масс маятника C до оси O обозначим через l . Отклонение маятника от положения равновесия будем характеризовать углом φ .

В произвольный момент времени на маятник массой m действует момент силы тяжести (для малых углов $\sin \varphi \approx \varphi$)

$$M = -mgh = -mgl \sin \varphi \approx -mgk\varphi,$$

который стремится вернуть маятник в положение равновесия.

Закон динамики для вращательного движения маятника имеет вид

$$M = I_0 \varepsilon,$$

где $\varepsilon = \frac{d^2 \varphi}{dt^2}$ – угловое ускорение; I_0 – момент инерции маятника относительно оси подвеса O . Следовательно, дифференциальное уравнение для колебаний физического маятника имеет вид

$$I_0 \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -mgk\varphi \quad \text{или} \quad \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \frac{mgl}{J_0} \varphi = 0.$$

При малых углах отклонения угол φ пропорционален смещению x центра тяжести от положения равновесия. Вследствие этого можно записать

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{mgl}{J_0} x = 0.$$

Решением данного уравнения является гармоническая функция

$$x = x_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Круговая частота и период колебаний физического маятника равны:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{J_0}}; \quad T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J_0}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}},$$

где $L = \frac{J_0}{ml}$ – приведенная длина физического маятника.

1.5.4. Затухающие колебания

Затуханием колебаний называется постепенное ослабление колебаний с течением времени, обусловленное потерей энергии колебательной системой. Затухание механических колебаний вызывается главным образом трением, что приводит к рассеянию (диссипации) энергии колебаний, и механическая энергия колебаний превращается во внутреннюю энергию среды, теплоту.

Рассмотрим пружинный маятник. При наличии сопротивления колебания обусловлены действием силы инерции, упругой силы и силы сопротивления

$$m\vec{a} = \vec{F}_{\text{упр}} + \vec{F}_{\text{сопр.}}$$

В проекциях: $ma_x = (F_{\text{упр}})_x + (F_{\text{сопр.}})_x$, здесь $(F_{\text{сопр.}})_x = -r\dot{v}_x = -r\dot{x}$, где r – коэффициент сопротивления.

Отсюда
$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} \quad \text{или} \quad \ddot{x} + \frac{r}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = 0.$$

Обозначим
$$\frac{k}{m} = \omega_0^2 \quad \text{и} \quad \frac{r}{m} = 2\beta,$$

получим дифференциальное уравнение собственных затухающих колебаний

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_0^2 x = 0.$$

Решение этого уравнения при $\beta^2 < \omega_0^2$ имеет вид

$$x = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0),$$

где A_0 – амплитуда колебаний в начальный момент времени; φ_0 – начальная фаза (обе эти величины зависят от начальных условий); ω – циклическая частота затухающих колебаний; β – коэффициент затухания – величина, характеризующая быстроту затухания.

Как видно из (рис. 1.19), затухающие колебания не являются гармоническими: амплитуда этих колебаний убывает по экспоненциальному закону $A = A_0 e^{-\beta t}$.

Циклическая частота и период равны:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}; \quad T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}.$$

Отношение двух последующих амплитуд в моменты времени t и $t+T$ – это

$$\frac{A(t)}{A(t+T)} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T} - \text{декремент затухания, а его логарифм}$$

$$\lambda = \ln \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t+T)}} = \beta T - \text{логарифмический декремент затухания.}$$

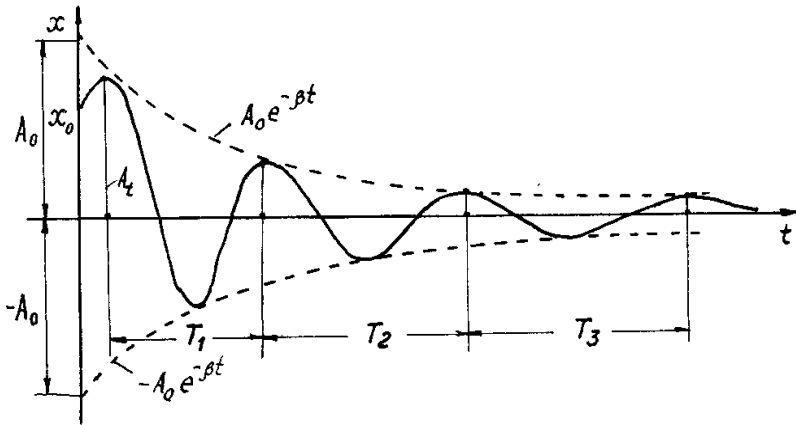


Рис. 1.19

1.5.5. Вынужденные колебания. Резонанс

Если на систему, кроме упругой силы и силы сопротивления, действует также внешняя периодическая сила, то система будет совершать вынужденные колебания. Пусть внешняя сила изменяется по гармоническому закону

$$F = F_0 \cos \Omega t ,$$

где F_0 – амплитуда силы; Ω – циклическая частота изменений этой силы.

При наличии **вынуждающей силы** дифференциальное уравнение колебаний пружинного маятника имеет вид

$$m \ddot{x} = -kx - r\dot{x} + F_0 \cos \Omega t \quad \text{или} \quad \ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \Omega t ,$$

где $\beta = \frac{r}{2m}$ – коэффициент затухания; $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ – циклическая частота собственных незатухающих колебаний; $f_0 = \frac{F_0}{m}$ – вынуждающая сила, отнесенная к единице массы.

Решение этого уравнения равно сумме: общего решения для затухающих колебаний x_1 и частного решения для вынужденных колебаний x_2 :

$$x = x_1 + x_2 = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) + A \cos(\Omega t + \alpha_0) .$$

Таким образом, при наличии **вынуждающей силы** в системе одновременно возникают и собственные, и вынужденные колебания.

Резонансом называется явление резкого возрастания амплитуды вынужденных колебаний при приближении частоты вынуждающей силы к частоте, равной или близкой собственной частоте колебательной системы.

Амплитуда вынужденных колебаний

$$A = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\beta^2 \Omega^2}}$$

имеет **максимум** при частоте $\Omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$, которая называется **резонансной частотой**.

Кривая зависимости $A = A(\Omega)$ называется резонансной кривой.

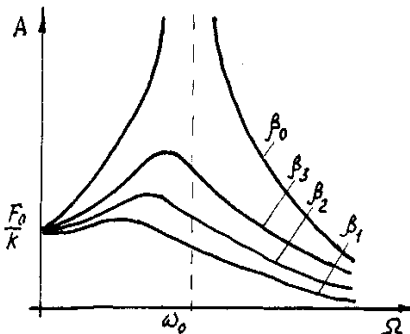


Рис. 1.20

На рисунке 1.20 изображены резонансные кривые, соответствующие различным β ($\beta_3 < \beta_2 < \beta_1, \beta_0 = 0$).

Подставив $\Omega_{рез}$ в подкоренное выражение, получим

$$A_{max} = \frac{F_0}{2\beta m \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}}$$

Как видно из формулы, высота максимума резонансной кривой тем больше, чем меньше затухания β . Кроме того, чем меньше β , тем «острее» максимум резонансной кривой. В идеальном случае – в отсутствие сопротивления – амплитуда вынужденных колебаний обращается в бесконечность.

1.5.6. Упругие волны

Волна – это процесс распространения колебаний в сплошной среде.

При распространении волны частицы колеблются около своих положений равновесия, а не перемещаются вслед за волной. Вместе с волной от частицы к частице передается только состояние колебательного движения и его энергия. **Основным свойством** всех волн **является перенос энергии** без переноса вещества.

Упругие или механические волны – это механические возмущения, распространяющиеся в упругой среде. Различают поперечные и продольные волны.

Поперечная волна – волна, в которой частицы среды колеблются в плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны. Возникают только в твердых телах (рис. 1.21, а). Пример: колебания струны.

Продольная волна – волна, в которой частицы среды колеблются в направлении распространения волны. Возникают в твердых телах, жидких и газе (рис. 1.21, б).

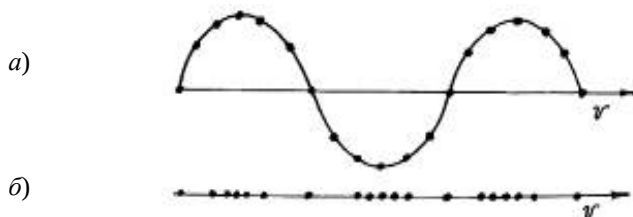


Рис. 1.21

Основными параметрами волны являются:

- 1) фазовая скорость v ;
- 2) частота колебаний ν ;
- 3) период колебаний T ;
- 4) циклическая частота ω ;
- 5) длина волны λ .

Фазовая скорость – это скорость распространения волны. Зависит от плотности среды и ее упругих свойств.

Частота колебаний – число полных колебаний за единицу времени.

Период колебаний – время одного полного колебания.

Циклическая частота – число полных колебаний за 2π секунды.

Длина волны – расстояние между ближайшими частицами, колеблющимися в одинаковой фазе.

Длина волны равна расстоянию, на которое волна распространяется за время, равное периоду: $\lambda = v \cdot T$.

Связь между основными параметрами волны устанавливается формулами:

$$v = \frac{\lambda}{T} = \lambda \nu = \lambda \frac{\omega}{2\pi}, \quad T = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{\omega}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} - \text{волновое число}.$$

Волновой поверхностью называется геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе. Волны, которые переносят в пространстве энергию, называются **бегущими волнами**. Важными примерами бегущих волн являются плоская и сферическая волны.

Волна называется плоской, если ее волновые поверхности представляют совокупность плоскостей, параллельных друг другу.

Волна называется сферической, если ее волновые поверхности имеют вид концентрических сфер. Центры этих сфер называются **центром волны**.

Уравнения плоской волны имеют вид

$$S = A \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{v} x\right) = A \cos(\omega t - kx) .$$

Если продифференцировать уравнения волны дважды по времени и координате, получим **волновое уравнение** плоской гармонической волны вдоль x

$$\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} .$$

Механическим волнам свойственна интерференция и дифракция.

Интерференцией волн называется явление наложения волн, при котором происходит их взаимное усиление в одних точках пространства и

ослабление в других в зависимости от соотношения между фазами этих волн. Особым случаем интерференции являются стоячие волны. **Стоячие волны** – это волны, образующиеся при наложении двух бегущих волн, распространяющихся навстречу друг другу с одинаковыми частотами и амплитудами.

В точках среды, где $2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm k\pi$ при $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, амплитуда стоячей волны достигает максимального значения $A_{\text{ст}} = 2A$. Такие точки называются **пучностями стоячей волны**. Координаты пучностей: $x = \pm k \frac{\lambda}{2} = \pm 2k \frac{\lambda}{4}$.

В точках среды, где $2\pi \frac{x}{\lambda} = \pm (2k + 1) \frac{\pi}{2}$ при $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, амплитуда стоячей волны обращается в нуль $A_{\text{ст}} = 0$. Такие точки называются **узлами стоячей волны**. Координаты узлов: $x = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{4}$.

Расстояния между двумя соседними узлами или пучностями одинаковы и равны половине длины волны λ бегущих волн. Эту величину называют **длиной стоячей волны**: $\lambda_{\text{ст}} = \frac{\lambda}{2}$.

Колебания упругой среды с частотой в диапазоне 16...20 000 Гц воспринимаются как **звук**. Колебания с частотой больше 20 000 Гц называются **ультразвук**. Колебания с частотой меньше 16 Гц – **инфразвук**.

Любые тела, совершающие механические колебания с такой частотой, являются источниками звука. Реальный звук представляет собой не простое гармоническое колебание, а является наложением гармонических колебаний с определенным набором частот. Этот набор частот называется **акустический спектр**, который может быть *сплошной* или *линейчатый*. Сплошной акустический спектр имеют *шумы*. Колебания с линейчатым спектром имеют определенную **тональность**. Высота тонального звука определяется основной (наименьшей) частотой. Кратные частоты 2ω , 3ω , 4ω называются **обертонами** или **гармониками**. Соотношение интенсивности обертонов определяет **тембр** звука. Громкость звука $S(\text{дБ}) = 10 \lg \frac{J}{J_0}$ измеряют в децибелах, J_0 – порог слышимости.

Если источник движется, то возникает явление эффект Доплера.

Эффектом Доплера называется изменение частоты колебаний, воспринимаемой приемником, при движении источника этих колебаний и приемника друг относительно друга. В акустике эффект Доплера проявляется как повышение тона при приближении источника звука к приемнику и понижения тона звука при удалении источника от приемника.

$$\omega = \omega_0(1 \pm u/v).$$

1.6. МЕХАНИКА ЖИДКОСТЕЙ

1.6.1. Элементы механики жидкостей

В физике принято использовать модель *несжимаемой* жидкости. *Идеальной жидкостью* называется несжимаемая и не имеющая вязкости жидкость. При малых скоростях течения многие жидкости удовлетворяют данному условию.

Давлением жидкости p называется физическая величина, определяемая нормальной силой ΔF , действующей со стороны жидкости на единицу площади ΔS , т.е. $p = \frac{\Delta F}{\Delta S}$. Давление столба жидкости возрастает с высотой и называется *гидростатическим* $p = \rho gh$. Единица давления – паскаль Па, $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$.

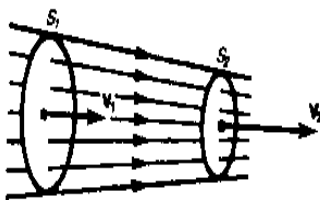


Рис. 1.22

Движение жидкости называется *течением*, а совокупность частиц движущейся жидкости – *потоком*. Графически движение жидкостей изображается с помощью *линий тока*, т.е. траекторий, по которым движутся частицы жидкости. Часть жидкости, ограниченная линиями тока, называется *трубкой тока*.

Если скорость зависит от времени, то течение жидкости называется *нестационарным*, если она не зависит от времени, течение называют *стационарным*. Для несжимаемых жидкостей выполняется **уравнение неразрывности** $S_1 v_1 = S_2 v_2$, т.е. *при стационарном течении несжимаемой жидкости объемный расход жидкости в каждом сечении трубки тока одинаков*. При установившемся движении несжимаемой идеальной жидкости выполняется закон сохранения энергии, который описывается **уравнением Бернулли**

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

здесь первое слагаемое – кинетическая энергия единицы объема движущейся жидкости (Дж/м^3), ρgh – потенциальная энергия жидкости в поле тяжести, p – потенциальная энергия сил давления ($\text{Н/м}^2 = \text{Дж/м}^3$).

При течении реальной жидкости между движущимися слоями возникают *силы внутреннего трения*, которые определяют *вязкость* жидкости. Сила внутреннего трения пропорциональна градиенту скорости $\frac{\Delta v}{\Delta x}$ и рассматриваемой площади поверхности слоя S и определяется эмпириче-

ским законом Ньютона $F = \mu \frac{\Delta v}{\Delta x} S$, здесь μ – динамическая вязкость (или просто вязкость).

Если вязкость не зависит от скорости течения, то жидкость *ньютоновская*, иначе – *неньютоновская*, т.е. тиксотропная (например, краска) или реопектическая (например, крахмал).

Единица вязкости – паскаль-секунда, Па·с ($1 \text{ Па} \cdot \text{с} = 1 \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2$).

Существует два режима течения: *ламинарный* (слоистый) (рис. 1.23) и *турбулентный* (вихревой) (рис. 1.24), сопровождается интенсивным перемешиванием жидкости.

Количественно переход от одного режима течения к другому характеризуется *числом Рейнольдса*

$$\text{Re} = \frac{v d \rho}{\mu}.$$

При $\text{Re} < 2300$ – режим ламинарный, при $\text{Re} > 2300$ – режим турбулентный.

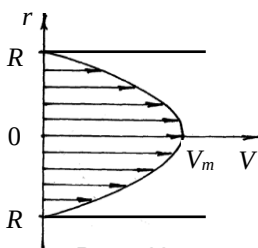


Рис. 1.23

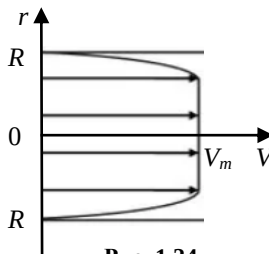


Рис. 1.24

1.7. ОСНОВЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ МЕХАНИКИ

1.7.1. Принцип относительности Галилея

Рассмотрим движение тела в двух системах отсчета: в неподвижной K и подвижной K^I , движущихся друг относительно друга со скоростью V . Для простоты выберем оси координат так, как показано на рис. 1.25.

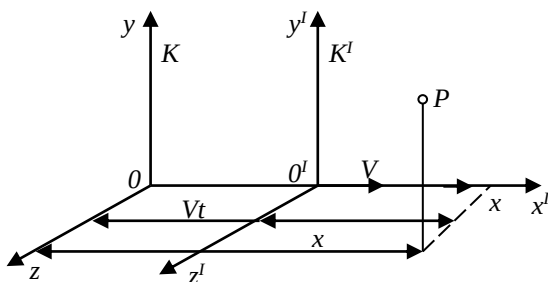


Рис. 1.25 Инерциальная система K^I движется с постоянной скоростью V относительно инерциальной системы K . Оси x и x^I совпадают, оси y и y^I , а также z и z^I параллельны друг другу

За начало отсчета времени примем момент, когда начала координат O и O^I совпадали. Координаты x и x^I произвольно выбранной точки P будут связаны соотношением $x = x^I + Vt$. В нашем случае координаты вдоль других осей не изменяются с течением времени. В ньютоновской механике предполагается, что время во всех системах отсчета течет одинаково, поэтому $t = t^I$. Таким образом:

$$x = x^I + Vt;$$

$$y = y^I;$$

$$z = z^I;$$

$$t = t^I.$$

Эту систему уравнений называют преобразованиями Галилея, которые позволяют перейти от координат и времени одной инерциальной системы отсчета к другой.

Продифференцировав по времени эту систему, получим закон сложения скоростей, позволяющий преобразовывать скорость при переходе

от одной инерциальной системы отсчета к другой. Скорость частицы относительно системы K равна сумме скорости частицы относительно системы K^I и скорости системы K^I относительно системы K .

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx^I}{dt} + V, \quad U = V^I + V.$$

Дифференцирование по времени уравнения приводит к равенству

$$a = a^I.$$

Таким образом, ускорения частицы относительно систем K и K^I одинаковы.

Сила F , действующая на частицу в системе K , совпадает с силой F^I , действующей на частицу в системе K^I :

$$F = F^I.$$

Это следует из того, что сила зависит от расстояний между данной частицей и взаимодействующими с ней частицами (и может быть, от относительных скоростей частиц), а эти расстояния (и скорости) полагаются в ньютоновской механике одинаковыми во всех инерциальных системах отсчета. Масса также имеет одинаковое числовое значение во всех системах отсчета.

Из сказанного вытекает, что если выполняется равенство $ma = F$, то будет выполняться и равенство

$$ma^I = F^I.$$

Системы K и K^I были взяты совершенно произвольно. Поэтому полученный результат означает, что законы механики одинаково формулируются для всех инерциальных систем отсчета. Это утверждение называется принципом относительности Галилея.

Величины, которые имеют одно и то же числовое значение во всех системах отсчета, называются инвариантными. Примерами таких величин могут служить масса, электрический заряд и др.

Инвариантными по отношению к преобразованиям координат и времени при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой называются также уравнения, вид которых не изменяется при таком переходе. Сами величины, входящие в уравнения, могут при переходе к другой системе отсчета меняться, однако формулы, выражающие связь между величинами, остаются неизменными.

Воспользовавшись понятием инвариантности, принцип относительности Галилея можно сформулировать следующим образом: уравнения механики инвариантны по отношению к преобразованиям Галилея.

1.7.2. Опыт Майкельсона–Морли

Принцип относительности Галилея применим только для механического движения. Майкельсоном и Морли была совершена попытка обнаружить скорость абсолютного движения Земли в мировом пространстве с помощью немеханического, т.е. оптического опыта. Для этого был специально сконструирован прибор, получивший название оптического интерферометра. Идея опыта заключается в сравнении времени прохождения светом двух путей, один из которых совпадает с направлением движения Земли, а другой ему перпендикулярен. Считалось, что мировое пространство заполнено эфиром, а свет распространяется посредством передачи упругих колебаний в этой среде. Несмотря на ожидания, опыт дал противоположный результат. Абсолютное движение Земли обнаружить не удалось. Разность во времени движения света не наблюдалась, несмотря даже на высокую точность измерений. Если бы скорость света зависела от скорости источника, эти времена были бы различными. Однако никакого различия времен не было обнаружено. Таким образом, было установлено, что скорость света в вакууме является величиной инвариантной, т.е. одинаковой во всех инерциальных системах отсчета. Более того, скорость света в вакууме c является предельной. Никакой сигнал, никакое воздействие тел друг на друга не могут распространяться со скоростью, превышающей c .

1.7.3. Постулаты Эйнштейна

В 1905 году А. Эйнштейн создал специальную теорию относительности (СТО), которая представляет собой физическую теорию пространства и времени для случая пренебрежимо слабых гравитационных полей. В основе этой теории лежат два постулата: принцип относительности Эйнштейна и принцип постоянства скорости света.

Первый постулат. Эйнштейн распространил принцип относительности Галилея на все без исключения физические явления, высказав утверждение, что все законы природы одинаково формулируются для всех инерциальных систем отсчета. Кроме того, Эйнштейн показал, что преобразования Галилея должны быть заменены более общими преобразованиями Лоренца.

Второй постулат. Принцип постоянства скорости света утверждает, что скорость света в вакууме не зависит от движения источников света и, следовательно, одинакова во всех инерциальных системах отсчета.

Существование предельной скорости приводит также к тому, что пространство и время утрачивают приписывавшуюся им в ньютоновской механике обособленность, независимость друг от друга и оказываются взаимосвязанными, образуя единое четырехмерное пространство-время.

«Точечное» событие (например, распад элементарной частицы или тот факт, что частица в какой-то момент времени находится в некоторой точке обычного пространства) характеризуется четырьмя величинами – координатами x , y , z , указывающими, где оно произошло, и временем t , указывающим, когда оно произошло. Значения этих четырех величин зависят от системы отсчета, в которой мы «наблюдаем» событие.

1.7.4. Преобразования Лоренца

Пусть имеются инерциальные системы отсчета K и K^I , показанные на рис. 1.26. Безразлично, какую из них считать неподвижной, а какую – движущейся. На рисунке предполагается, что движется система K^I , в то время как система K неподвижна. С таким же правом можно считать, что неподвижна система K^I , а система K движется относительно нее со скоростью V .

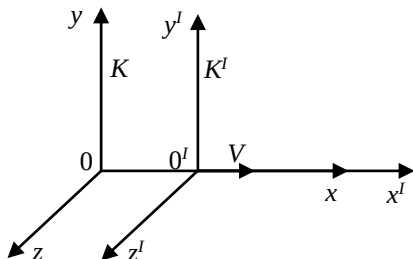


Рис. 1.26. Система отсчета K^I движется относительно системы K с постоянной скоростью V , направленной вдоль совпадающих осей x и x^I . Оси y и y^I , а также z и z^I параллельны друг другу

Предположим, что происходит какое-то событие. В системе K оно характеризуется значениями координат и времени x , y , z , t ; в системе K^I – значениями координат и времени x^I , y^I , z^I , t^I .

Преобразования Лоренца – это соотношения, позволяющие связать координаты и время в штрихованной и нештрихованной системах отсчета, осуществив переход от системы K^I к системе K .

$$x = \frac{x^I + Vt^I}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad y = y^I, \quad z = z^I, \quad t = \frac{t^I + (v/c^2)x^I}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad (1.39)$$

$$x^I = \frac{x - Vt}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad y^I = y, \quad z^I = z, \quad t^I = \frac{t - (v/c^2)x}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (1.40)$$

В преобразованиях Лоренца «перемешаны» координаты и время. Например, время t в системе K определяется не только временем t^I в системе K^I , но также и координатой x^I . В этом проявляется взаимосвязь пространства и времени.

В пределе при $c \rightarrow \infty$ преобразования Лоренца переходят в преобразования Галилея. Таким образом, различие в течение времени в разных инерциальных системах отсчета обусловлено существованием предельной скорости распространения взаимодействий.

При скоростях, много меньших скорости света, преобразования Лоренца практически не отличаются от преобразований Галилея. Следовательно, преобразования Галилея сохраняют значения для скоростей, малых по сравнению со скоростью света.

При $V > c$ выражения для x , t , x^I и t^I в формулах (1.39) и (1.40) становятся мнимыми. В этом проявляется то обстоятельство, что движение со скоростями, большими c , невозможно. Невозможна даже система отсчета, движущаяся со скоростью c , потому что при $V = c$ знаменатели формул для x и t обращаются в нуль.

1.7.5. Относительность длин и промежутков времени

Длина тел в разных системах неодинакова. Сравним длину стержня в инерциальных системах отсчета K и K^I (рис. 1.27). Предположим, что стержень, расположенный вдоль совпадающих осей x и x^I , покоится в системе K^I .

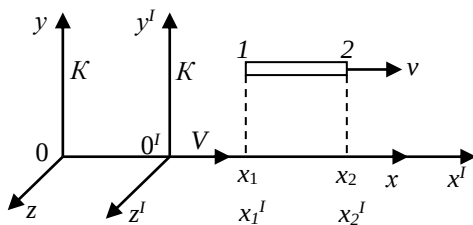


Рис. 1.27. Стержень покоится в системе K^I . Относительно системы K он движется со скоростью v , равной скорости системы V

Относительно этой системы стержень движется со скоростью v , равной скорости V , с которой система K^I движется относительно системы K . (обозначение V мы будем употреблять только применительно к относительной скорости систем отсчета.) Поскольку стержень движется, нужно произвести одновременный отсчет координат его концов x_1 и x_2 в некоторый момент времени t . Разность координат даст длину стержня l в системе K :

$$l = x_2 - x_1.$$

Для сопоставления длин l и l_0 нужно взять ту из формул преобразований Лоренца, которая связывает координаты x , x^I и время t системы K , т.е. первую из формул (1.40). Подстановка в нее значений координат и времени приводит к выражениям

$$x_1^I = \frac{x_1 - Vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad x_2^I = \frac{x_2 - Vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

$$\text{Отсюда} \quad x_2^I - x_1^I = \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Заменяв разности координат длинами стержня, а относительную скорость V систем K и K^I – равной ей скоростью стержня v , с которой он движется в системе K , приходим к формуле

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (1.41)$$

Таким образом, длина движущегося стержня оказывается меньше той, которой обладает стержень в состоянии покоя. Аналогичный эффект наблюдается для тел любой формы: в направлении движения линейные размеры тела сокращаются тем больше, чем больше скорость движения. Это явление называется лоренцевым (или фицджеральдовым) сокращением. Поперечные размеры тела не изменяются. В результате, например, шар принимает форму эллипсоида, сплюсненного в направлении движения. Можно показать, что зрительно этот эллипсоид будет восприниматься в виде шара. Это объясняется искажением зрительного восприятия движущихся предметов, вызванных неодинаковостью времен, которые затрачивают свет на прохождение пути от различно удаленных точек предмета до глаза. Искажение зрительного восприятия приводит к тому, что движущейся шар воспринимается глазом как эллипсоид, вытянутый в направлении движения. Оказывается, что изменение формы, обусловленное лоренцевым сокращением, в точности компенсируется искажением зрительного восприятия.

1.7.6. Интервал между событиями и его инвариантность

Пусть в системе K^I в одной и той же точке с координатой x^I происходят в моменты времени t_1^I и t_2^I два каких-то события. Это могут быть, например, рождение элементарной частицы и ее последующий распад. В системе K эти события разделены промежутком времени

$$\Delta t = t_2^I - t_1^I.$$

Найдем промежуток времени Δt между событиями в системе K , относительно которой система K^I движется со скоростью V . Для этого определим в системе K моменты времени t_1 и t_2 , соответствующие моментам t_1^I и t_2^I , и образуем их разность

$$\Delta t = t_2 - t_1.$$

Для сопоставления времен t и t^I нужно взять ту из формул преобразований Лоренца, которая связывает t , t^I и координату x^I системы K^I , т.е. последнюю из формул (1.39). Подстановка в нее значений координаты и моментов времени приводит к выражению

$$t_1 = \frac{t_1^I + (v/c^2)x^I}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad t_2 = \frac{t_2^I + (v/c^2)x^I}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Отсюда
$$t_2 - t_1 = \frac{t_2^I - t_1^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Если события происходят с одной и той же частицей, покоящейся в системе K^I , то $\Delta t^I = t_2^I - t_1^I$ представляет собой промежуток времени, измеренный по часам, неподвижным относительно частицы и движущимся вместе с ней относительно системы K со скоростью v , равной V (буква V обозначает только относительную скорость систем, а скорости частиц и часов мы будем обозначать буквой v). Время, отсчитанное по часам, движущимся вместе с телом, называется собственным временем этого тела и обычно обозначается буквой τ . Следовательно, $\Delta t^I = \Delta \tau$. Величина $\Delta t = t_2 - t_1$ представляет собой промежуток времени между теми же событиями, измеренный по часам системы K , относительно которой частица (вместе со своими часами) движется со скоростью v . С учетом сказанного формулу для промежутка времени Δt можно представить в виде

$$\Delta t = \Delta \tau \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Из полученной формулы следует, что собственное время меньше времени, отсчитанного по часам, движущимся относительно тела (очевидно, что часы, неподвижные в системе K , движутся относительно частицы со скоростью v).

В какой бы системе отсчета не рассматривалось движение частицы, промежуток собственного времени измеряется по часам системы, в которой частица покоится. Отсюда следует, что промежуток собственного времени является инвариантом, т.е. величиной, имеющей одно и то же значение во всех инерциальных системах отсчета.

С точки зрения наблюдателя, «живущего» в системе K , Δt есть промежуток времени между событиями, измеренный по неподвижным часам, а Δt – промежуток времени, измеренный по часам, движущимся со скоростью v . Поскольку $\Delta t < \Delta t$, можно сказать, что движущиеся часы идут медленнее, чем покоящиеся часы.

1.7.7. Релятивистский закон сложения скоростей

Классический закон сложения скоростей противоречит второму постулату Эйнштейна о постоянстве скорости света. Для решения этой проблемы необходимо продифференцировать по времени преобразования Лоренца и найти проекцию скоростей U_x , U_y и U_z на соответствующие оси координат.

Преобразование координат при переходе из подвижной системы отсчета в неподвижную имеет вид

$$x = \frac{x^I + Vt^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Найдем дифференциал dx

$$dx = \frac{dx^I + Vdt^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{\left(\frac{dx^I}{dt^I} + V\right)dt^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{(U_x^I + V)dt^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}};$$

$$dy = dy^I; \quad dz = dz^I.$$

Преобразование времени при переходе из подвижной системы отсчета в неподвижную имеет вид

$$t = \frac{t^I + \frac{V}{c^2}x^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Найдем дифференциал

$$dt = \frac{dt^I + \frac{V}{c^2} dx^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{\left(1 + \frac{V}{c^2} \frac{dx^I}{dt^I}\right) dt^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} = \frac{\left(1 + \frac{V}{c^2} U_x^I\right) dt^I}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Таким образом, релятивистский закон сложения скоростей записывается в виде

$$U_x = \frac{U_x^I + V}{1 + \frac{V}{c^2} U_x^I}; \quad U_y = \frac{U_y^I \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 + \frac{V}{c^2} U_x^I}; \quad U_z = \frac{U_z^I \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 + \frac{V}{c^2} U_x^I}.$$

1.7.8. Релятивистский импульс

При движении со скоростью, близкой к скорости света, масса тела изменяется. Различают массу покоя m_0 и релятивистскую массу m . Масса покоя – это масса частицы в системе отсчета, относительно которой она покоится. Релятивистская масса – это масса тела m в системе отсчета, относительно которой оно движется. Обе массы связаны соотношением

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Релятивистский импульс $\vec{p}$ равен произведению релятивистской массы на скорость:

$$\vec{p} = m\vec{V} = \frac{m_0\vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

1.7.9. Релятивистское уравнение динамики

Второй закон Ньютона можно применить и для тел, движущихся со скоростями, близкими к скорости света, если учесть, что сила – это скорость изменения релятивистского импульса тела.

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \right).$$

1.7.10. Релятивистские выражения для кинетической и полной энергии

Исключив из уравнений для релятивистских импульса и массы скорость V

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}; \quad p = mV,$$

получим

$$p^2 = m^2 c^2 - m_0^2 c^2.$$

Продифференцировав это выражение, учитывая, что $p = mV$, получим

$$dp = \frac{c^2 dm}{V}.$$

Для работы получим

$$A = \int_0^p V dp = \int_{m_0}^m c^2 dm;$$

$$A = mc^2 - m_0 c^2.$$

В начальный момент времени скорость была равна 0, поэтому работа A равна кинетической энергии E_k

$$E_k = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} c^2 - m_0 c^2.$$

Совершенная работа идет на увеличение скорости тела и увеличение ее массы.

Полная энергия E тела в релятивистской механике определяется произведением релятивистской массы m на квадрат скорости света c^2 :

$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} c^2 .$$

Энергия покоя E_0 – это минимальная энергия тела при скорости, равной 0:

$$E_0 = m_0 c^2 .$$

Кинетическая энергия в релятивистской механике равна разности полной энергии и энергии покоя. Таким образом, устанавливается связь между энергией и массой.

1.7.11. Связь полной энергии и релятивистского импульса

При выводе выражения для работы было получено выражение

$$p^2 = m^2 c^2 - m_0^2 c^2 .$$

Умножив это выражение на c^2 , получим

$$p^2 c^2 = m^2 c^4 - m_0^2 c^4 .$$

Учитывая, что $E^2 = m^2 c^4$, получим

$$E = \sqrt{m^2 c^4 - m_0^2 c^4} = c \sqrt{p^2 + m_0^2 c^2} .$$

Релятивистская теория указывает на относительный характер ряда физических величин, что приводит к относительности свойств пространства и времени. В отличие от классической физики, где пространство и время абсолютны и являются инвариантными (неизменяющимися) при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой, к ним относятся ускорение, время, масса и сила, а относительными – координаты, скорость, траектория, в релятивистской механике относительность и инвариантность выступают по-другому.

При переходе от неподвижной системы отсчета к подвижной, движущейся со скоростью, близкой к скорости света, описывать движение приходится в четырехмерном пространстве-времени или пространстве Минковского. Точка, которой соответствуют четыре координаты, три – пространственные (в обычном смысле) и одна – временная, называется мировой точкой. Всякой частице в пространстве Минковского соответствует линия, называемая мировой линией. Теперь одновременность двух

пространственно разделенных событий относительна, наблюдается релятивистское сокращение размеров, эффект замедления времени. Релятивистский закон сложения скоростей записывается в более сложной форме и приходит к классическому виду при малых скоростях. Это свойство наблюдается и для других релятивистских величин, поэтому классическое представление о пространстве и времени можно считать частным случаем релятивистских законов. А этот факт указывает на проявление принципа соответствия, согласно которому более общая и глубокая теория должна включать в себя предыдущую как предельный случай.

В заключение приведем список относительных и абсолютных величин и соотношений в классической (см. табл. 1.2) и релятивистской механике (см. табл. 1.3).

Таблица 1.2

Относительные (неинвариантные) величины и соотношения	Абсолютные (инвариантные) величины и соотношения
Координаты (пространственное положение тел)	Масса
Траектория движения	Ускорение
Скорость тела относительно системы отсчета	Сила
Начальные условия (координаты и скорость тела в начальный момент времени)	Законы Ньютона
Механическая энергия	Ход времени и промежутки времени
Импульс	Расстояние между точками
Момент импульса	Относительная скорость (скорость двух тел друг относительно друга)
Скорость света	Одновременность событий
	Геометрическая форма тела (конфигурация системы)
	Максимальная скорость распространения взаимодействий (равна бесконечности)

Таблица 1.3

Относительные (неинвариантные) величины и соотношения	Абсолютные (инвариантные) величины и соотношения
Координаты (пространственное положение тел)	Максимальная скорость распространения взаимодействий (скорость света в вакууме)
Траектория движения	Скорость частиц, не обладающих массой покоя
Скорость тел, обладающих массой покоя	Масса покоя отдельной частицы (при условии, если частица не аннигилирует)
Энергия	Собственная длина тела
Импульс	Собственное время
Момент импульса	Пространственно-временной интервал
Релятивистская масса	
Ход времени и промежутки времени	
Одновременность событий	
Расстояние между точками	
Геометрическая форма тел (конфигурация системы)	

2. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

2.1. ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ

Молекулярная физика и термодинамика – разделы физики, в которых изучаются зависимости свойств тел от их строения, взаимодействия между частицами, из которых состоят тела, и характера движения частиц. Для исследования физических свойств *макроскопических систем*, связанных с огромным числом содержащихся в них атомов и молекул, применяют два качественно различных и взаимно дополняющих друг друга метода: *статистический* (или *молекулярно-кинетический*) и *термодинамический*.

Статистический метод – это метод исследования систем из большого числа частиц, оперирующий статистическими закономерностями и средними (усредненными) значениями физических величин, характеризующих всю систему.

Этот метод лежит в основе *молекулярной физики* – раздела, изучающего строение и свойства вещества исходя из *молекулярно-кинетических* представлений, т.е. все тела состоят из атомов и молекул, находящихся в непрерывном хаотическом движении.

Термодинамический метод – это метод исследования систем из большого числа частиц, оперирующий величинами, характеризующими **систему в целом** (например, *давление, объем, температура*) при различных превращениях энергии, происходящих в системе, не учитывая при этом внутреннего строения изучаемых тел и характера движения отдельных частиц. Этот метод лежит в основе *термодинамики* – раздела физики, изучающего общие свойства макроскопических систем, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, и процессы перехода между этими состояниями.

Термодинамика имеет дело с *термодинамической системой* – совокупностью макроскопических тел, которые взаимодействуют и обмениваются энергией как между собой, так и с другими телами (внешней средой).

Термодинамические системы, не обменивающиеся с внешней средой ни энергией, ни веществом, называются *замкнутыми*.

Основа термодинамического метода – определение состояния термодинамической системы. Состояние системы задается термодинамическими параметрами (параметрами состояния) – совокупностью физических величин (температура, давление и объем). Любое изменение в термодинамической системе называется термодинамическим процессом.

Масса является основной характеристикой атомов и молекул любого вещества. В молекулярной физике используют не абсолютные, а относительные значения масс. За атомную единицу массы m_I принимается 1/12 часть массы атома углерода C^{12} :

$$m_I = \frac{m_{C^{12}}}{12} = \frac{19,92 \cdot 10^{-27}}{12} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг},$$

где $m_{C^{12}}$ – масса атома углерода (кг).

Относительной молекулярной массой M называется отношение массы m_0 данной молекулы к атомной единице массы:

$$M = \frac{m_0}{m_I}.$$

2.1.1. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории

Идеальным газом принято называть газ, удовлетворяющий двум условиям:

- 1) объемом всех молекул газа можно пренебречь по сравнению с объемом сосуда, в котором газ находится;
- 2) силы притяжения и отталкивания между молекулами газа ничтожно малы и ими можно пренебречь.

Следовательно, потенциальная энергия взаимодействия молекул идеального газа равна нулю. Модели идеального газа удовлетворяют реальным газам, находящимся при малом давлении и при не низких абсолютных температурах.

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеального газа связывает макроскопические параметры газа с характеристиками движения его молекул. Молекулы газа движутся хаотически во всех направлениях. Скорости молекул могут быть самыми различными по модулю. Давление возникает в результате ударов молекул о стенки сосуда.

Если газ содержит N молекул, то в любой момент времени вдоль каждого направления будет двигаться $N/3$ молекул, причем половина из них $N/6$ движется в одну сторону, а половина – в другую. Следовательно, по нормали к элементу стенки S сосуда движется 1/6 часть всех молекул с одинаковыми значениями скорости v и при соударении передает стенке импульс $2m_0v$.

Для давления газа на стенку сосуда получим

$$p = \frac{F}{S} = \frac{1}{3} nm_0 v^2,$$

где n – концентрация молекул или число молекул в единице объема.

Среднее значение квадрата скорости всех молекул

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\sum_{k=1}^N v_k^2}{N}.$$

Окончательно получим $p = \frac{1}{3} n m_0 \langle v^2 \rangle$ или

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m_0 \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{2}{3} n \langle E_k \rangle. \quad (2.1)$$

Это уравнение называют **основным уравнением молекулярно-кинетической теории**. Из этого уравнения следует, что давление идеального газа равно $2/3$ от кинетической энергии поступательного движения молекул, находящихся в единице объема. Оно устанавливает связь между давлением идеального газа p , массой молекулы m_0 , концентрацией молекул n и средним значением квадрата скорости $\langle v^2 \rangle$.

Величина $\langle E_k \rangle = \frac{m_0 \langle v^2 \rangle}{2}$ есть *средняя кинетическая энергия молекул*.

Величина, равная корню квадратному из среднего квадрата скоростей молекул, называется *средней квадратичной скоростью молекул*:

$$v_{\text{ср.кв}} = \sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N v^2}{N}}.$$

2.1.2. Термодинамические параметры. Физический смысл понятия температуры

Температура – одно из основных понятий, играющих важнейшую роль в физике в целом.

Температура – физическая величина, характеризующая состояние термодинамического равновесия макроскопической системы и определяющая направление теплообмена между телами.

В настоящее время используют две температурные шкалы. *Международная практическая шкала* (шкала Цельсия), градуированная в градусах Цельсия ($^{\circ}\text{C}$), определяется по двум **реперным точкам** – температурам замерзания и кипения воды при давлении $1,013 \cdot 10^5$ Па, которые принимаются соответственно 0 и 100°C .

Термодинамическая температурная шкала (шкала Кельвина), градуированная в градусах Кельвина (К), определяется по одной реперной точке – **тройной точке воды** – температуре, при которой лед, вода и насыщенный пар при давлении 609 Па находятся в термодинамическом равновесии. Температура этой точки по данной шкале равна 273,16 К. Температура $T = 0$ К называется **нулем Кельвина** или абсолютный нуль равен – 273,15 °С.

Термодинамическая температура и температура по шкале Цельсия связаны соотношением $T = t + 273,15$.

Нормальные условия: $T_0 = 273,15 \text{ К} = 0 \text{ °С}$; $p = 101\,325 \text{ Па}$.

Между средней энергией молекул $\langle E \rangle$ и абсолютной температурой T газа имеется взаимосвязь. Для одноатомных молекул идеального газа эта связь имеет вид $\langle E \rangle = \frac{3}{2} kT$ – *средняя кинетическая энергия движения молекулы ИГ*.

Здесь коэффициент пропорциональности $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ называется постоянной Больцмана.

Абсолютная температура является мерой кинетической энергии поступательного движения одноатомных молекул идеального газа.

Средняя квадратичная скорость молекул ИГ

$$\langle v_{\text{ср. кв}} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}.$$

Давление идеального газа с учетом средней энергией молекул равно $p = nkT$.

Отсюда следует, что давление идеального газа при постоянной его концентрации прямо пропорционально абсолютной температуре.

Давление – физическая величина, численно равная силе F , действующей на единицу площади поверхности S перпендикулярно этой поверхности.

В Международной системе единиц (СИ) измеряется в паскалях (русское обозначение: Па; международное: Ра) – *ньютон на квадратный метр* (1 Н/м^2).

Применяются также следующие единицы измерения давления:

- техническая атмосфера ($1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2 = 98\,066 \text{ Па} = 10 \text{ м вод. ст.}$);
- физическая атмосфера ($1 \text{ атм} = 1,033 \text{ ат} = 101\,325 \text{ Па} = 1,013 \text{ бар} = 760 \text{ мм рт. ст.}$);
- $1 \text{ бар} = 1,0197 \text{ ат} = 0,98692 \text{ атм} = 10^5 \text{ Па} \approx 1 \text{ ат}$.

Давление бывает **абсолютное** (ата) – относительно вакуума и **избыточное** (ати) – относительно атмосферного давления.

2.1.3. Уравнение состояния идеального газа

Состояние газа характеризуется тремя основными параметрами: давлением (p), объемом (V) и абсолютной температурой (T). Эти величины взаимосвязаны. Уравнение, дающее взаимосвязь указанных величин, называется *уравнением состояния идеального газа*:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT \quad \text{или} \quad pV = \nu RT,$$

где m – масса газа; μ – молярная масса; V – объем; N – число молекул; $\nu = m/\mu$ – количество вещества; $R = 6,023 \cdot 10^{23} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} = 8,31$ Дж/(моль · К) – *универсальная газовая постоянная*, равная произведению числа Авогадро N_A на постоянную Больцмана $N_A k = R$.

Полученное уравнение часто называют *уравнением Менделеева–Клапейрона*.

Для одного моля идеального газа уравнение состояния имеет вид

$$pV = RT.$$

2.1.4. Закон Авагадро

В одном моле любого вещества содержится $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ 1/моль молекул.

Моли любых газов при одинаковой температуре T и давлении p занимают одинаковые объемы, называемые молярным объемом:

$$V_\mu = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}.$$

2.1.5. Закон Дальтона

Парциальное давление – давление, которое производил бы газ, входящий в состав газовой смеси, если бы он занимал объем смеси при той же температуре.

Закон Дальтона – давление смеси газов равно сумме парциальных давлений:

$$p = \sum p_i.$$

2.1.6. Кинетические явления

Теплопроводность – это процесс выравнивания средних кинетических энергий молекул (перенос тепла от горячего к холодному). Описывается *Законом Фурье* $q = -\lambda \frac{dT}{dx}$ – плотность теплового потока, λ – коэффициент теплопроводности.

Диффузия – это явление самопроизвольного проникновения частиц соприкасающихся газов или тел от большей концентрации к малой. Описывается *законом Фика* $j_m = -D \frac{d\rho}{dx}$ – плотность потока массы, D – коэффициент диффузии.

Внутреннее трение (вязкость) – возникает при течении газа или жидкости. Описывается *законом Ньютона* $j_p = -\eta \frac{dv}{dx}$ – плотность потока импульса, η – динамическая вязкость, $\frac{dv}{dx}$ – градиент скорости, $\frac{dT}{dx}$ – градиент температуры.

2.1.7. Законы идеальных газов

Если у газа изменяется хотя бы один параметр, то говорят, что в системе, содержащей большое число частиц, происходит *термодинамический процесс*.

1. Изотермический процесс в газе протекает при постоянной температуре ($T = \text{const}$). Описывается законом **Бойля–Мариотта**.

Для осуществления изотермического процесса необходимо, чтобы газ, находящийся в цилиндре под поршнем, легко обменивался энергией с окружающими телами.

Для данной массы ($m = \text{const}$) газа при постоянной температуре ($T = \text{const}$) из уравнения *состояния идеального газа* следует, что

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

или для двух состояний газа имеем

$$p_1 V_1 = p_2 V_2.$$

Следовательно, для данной массы газа при постоянной температуре *произведение давления на объем есть величина постоянная*.

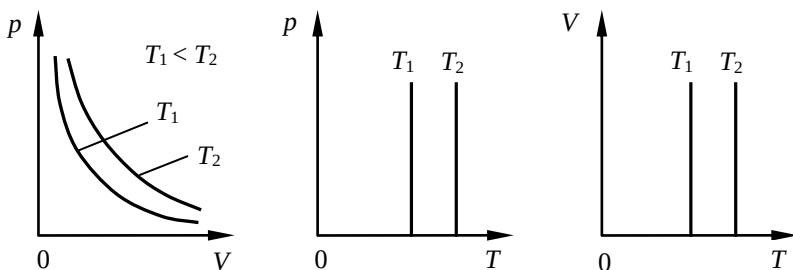


Рис. 2.1

Из этого закона следует, что при изотермическом сжатии (разрежении) идеального газа его давление увеличивается (уменьшается) во столько же раз. Графически зависимость давления от объема на диаграмме (p ; V) изображается гиперболой.

Эта графическая зависимость называется *изотермой*. При температуре $T_2 > T_1$ изотерма на диаграмме (p ; V) располагается выше изотермы при T_1 , так как более высокой температуре соответствует большее значение величины pV .

Идеальный газ при сжатии и разрежении обладает упругими свойствами, которые характеризуются изотермической сжимаемостью. Изотермическая сжимаемость (β_T) показывает, на сколько изменяется относительный объем газа при изменении давления на единицу:

$$\beta_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dp} \right)_T \quad \text{или} \quad \beta_T = \frac{RT}{Vp^2} = \frac{1}{p}.$$

2. Изобарный процесс протекает в газе при постоянном давлении ($p = \text{const}$). Подчиняется закону *Гей-Люссака*.

Пусть идеальный газ находится в цилиндре под поршнем, который может перемещаться без трения (рис. 2.2).

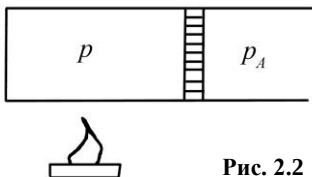


Рис. 2.2

Чтобы обеспечить постоянство давления газа под поршнем, правая половина цилиндра (рис. 2.2) сообщается с атмосферой, давление в которой p_A . Если поршень неподвижен, то давление газа p равно атмосферному давлению ($p = p_A = \text{const}$).

При изобарном нагревании газ расширяется и его объем увеличивается, при его охлаждении – объем уменьшается. Уравнение состояния идеального газа можно записать в виде

$$\frac{V}{T} = \frac{mR}{\mu p}.$$

Отсюда следует, что для данной массы газа в изобарном процессе отношение объема V газа к его абсолютной температуре T есть постоянная величина:

$$\frac{V}{T} = \text{const}.$$

Для двух состояний газа получим

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1},$$

то есть в *изобарном процессе* объем данной массы газа прямо пропорционален его абсолютной температуре. Графически этот закон на диаграмме $(V; T)$ изображается прямой линией.

При температурах, близких к абсолютному нулю, закон Гей-Люссака для реальных газов не выполняется.

Определим коэффициент объемного расширения α для идеального газа. Этот коэффициент показывает относительное изменение объема газа при изменении его температуры на 1 К: $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ или $\alpha = \frac{R}{pV} = \frac{1}{T}$.

Следовательно, коэффициент объемного расширения обратно пропорционален абсолютной температуре. При $t = 0$ °С или при $T = 273$ К получим $\alpha = \frac{1}{273}$.

На диаграмме $(p; V)$ изобарный процесс также изображается прямой линией.

Так как $T_2 > T_1$, то процесс (1-2) представляет собой изобарное расширение; процесс (1-3) – изобарное охлаждение, так как $T_2 < T_1$.

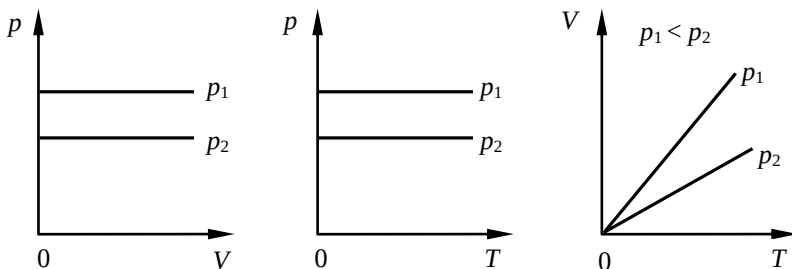


Рис. 2.3

3. Изохорный процесс в газе происходит при неизменном объеме ($V = \text{const}$), что легко реализовать. Описывается законом *Шарля*.

Запишем уравнение состояния идеального газа в виде

$$\frac{p}{T} = \frac{mR}{\mu V}.$$

Отсюда видно, что для данной массы идеального газа в изохорном процессе отношение давления к абсолютной температуре есть величина постоянная:

$$\frac{p}{T} = \text{const}.$$

Для двух состояний получим $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$ или $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$,

то есть для данной массы газа в изохорном процессе давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре.

На диаграмме (p ; T) изохорный процесс изображается прямой линией, проходящей через начало координат (рис. 4). При температурах, близких к абсолютному нулю, закон Шарля для реальных газов не выполняется.

На диаграмме (p ; V) изохорные процессы изображаются прямыми линиями (рис. 2.4). Процесс (1-2) соответствует изохорному нагреванию идеального газа, так как $T_2 > T_1$; процесс (1-3) описывает изохорическое охлаждение идеального газа.

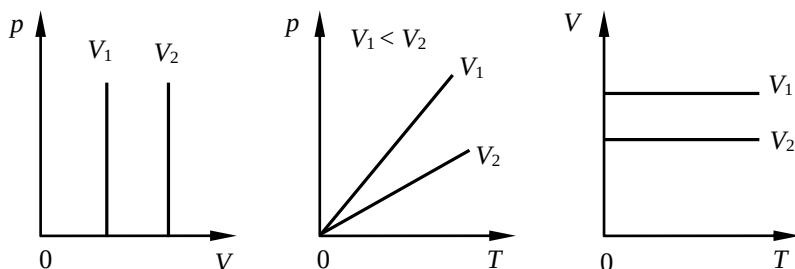


Рис. 2.4

Термический коэффициент давления β показывает относительное изменение давления газа при изменении температуры на единицу:

$$\beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \quad \text{или} \quad \beta = \frac{R}{pV} = \frac{1}{T}.$$

При $T = 273$ К термический коэффициент давления равен $\beta = \frac{1}{273}$.

2.2. ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

Внутренняя энергия U – энергия хаотического теплового движения макрочастиц (молекул, атомов, электронов, ядер) и их взаимодействия. При переходе системы из одного состояния в другое изменение внутренней энергии определяется только разностью этих состояний и не зависит от пути перехода.

Число степеней свободы – это число независимых переменных, определяющих положение системы.

Число степеней свободы для идеального газа жестких молекул.

Число степеней свободы	Одноатомный газ	Двухатомный газ	Многоатомный газ
			
Поступательных	3	3	3
Вращательных	—	2	3
Всего	3	5	6

Число степеней свободы молекулы ИГ

$$i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}},$$

где $i_{\text{пост}}$, $i_{\text{вращ}}$, $i_{\text{колеб}}$ – число степеней свободы поступательного, вращательного и колебательного движений молекулы. Для одноатомного газа при обычных температурах $i = 3$.

Здесь три степени свободы поступательные, поэтому *средняя кинетическая энергия молекул* $\langle E_k \rangle = \frac{\langle E_0 \rangle}{3} = \frac{3/2}{3} kT = \frac{1}{2} kT$ – закон Больцмана. $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К. С учетом вращательной степени свободы *средняя энергия молекул* $\langle E \rangle = \frac{i}{2} kT$.

Внутренняя энергия *одного моля ИГ и произвольной массы m газа* равна

$$U_{\mu} = \langle E \rangle N_A = \frac{i}{2} k T N_A = \frac{i}{2} R T ; \quad U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R T = \nu \frac{i}{2} R T = C_V \nu T .$$

μ – молярная масса.

2.2.1. Первое начало термодинамики

Это закон сохранения и превращения энергии в термодинамических процессах. Изменение внутренней энергии системы $\Delta U = U_2 - U_1$ равно разности между количеством теплоты Q и работой A , совершенной системой против внешних сил:

$$\Delta U = Q - A \quad \text{или} \quad Q = \Delta U + A.$$

Первое начало термодинамики – теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение работы: в дифференциальной форме

$$\delta Q = dU + \delta A \text{ – бесконечно малая теплота,}$$

где dU – бесконечно малое изменение внутренней энергии; δA – элементарная работа; δA и δQ – не являются полными дифференциалами.

Если к системе подводится тепло, то $\delta Q > 0$, если отводится $\delta Q < 0$.

Если система совершает работу над внешними телами, то $\delta A > 0$, если над системой совершают внешние силы, то $\delta A < 0$.

В общем случае работа равна

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

2.2.2. Молярная теплоемкость

Из первого начала $\delta Q = dU + \delta A$, а для 1 моль газа $C_\mu dT = dU_\mu + p dV_\mu$. Тогда при $V = \text{const}$ работа внешних сил $\delta A = 0$

и *изохорная* TE $C_V = \frac{dU_\mu}{dT} = \frac{i}{2} R$ – равна изменению внутренней энергии 1 моль газа при повышении температуры на 1 К.

Если газ нагревается при $p = \text{const}$, то *изобарная* TE $C_p = \frac{\delta Q}{v dT} = \frac{i+2}{2} R$.

Отсюда получим $C_p = C_V + R$ – уравнение Майера.

А их отношение $\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}$ – коэффициент Пуассона или постоянная адиабаты. Для 1 ат ИГ $i = 3$, $\gamma = 5/3 = 1,67$; для 2х $i = 5$, $\gamma = 7/5 = 1,4$;

для 3х $i = 6$, $\gamma = 1,33$.

Удельная (массовая) теплоемкость вещества

$$C_m = \frac{dQ}{mdT} = \frac{C_\mu}{\mu} \text{ Дж/(кг·К)}.$$

2.2.3. Изопроцессы

Изотермический процесс при $T = \text{const}$. В нем $\delta Q = \delta A$ – внутренняя энергия ИГ не изменяется $dU = 0$ и все количество теплоты, сообщаемое газу, расходуется на совершение им работы против внешних сил:

$$Q = A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Изохорный процесс при $V = \text{const}$. В нем $\delta A = 0$ – газ не совершает работу над внешними телами, и тогда $\delta Q = dU$ – вся теплота, сообщаемая газу, идет на увеличение его внутренней энергии.

Изобарный процесс при $p = \text{const}$. В нем работа газа при увеличении объема от V_1 до V_2 равна $A = p(V_2 - V_1) = \frac{m}{\mu} R \Delta T$.

Адиабатический (адиабатный) процесс при $\delta Q = 0$, т.е. нет теплообмена со средой (термос).

В нем $dU + \delta A = 0$ или $\delta A = -dU$.

С учетом $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ получим

$pV^\gamma = \text{const}$ – уравнение Пуассона.

Политронный процесс при $C = \text{const}$.

Процесс, в котором теплоемкость C остается постоянной.

Рассмотренные изопроцессы являются частными случаями политронного.

В нем $pV^n = \text{const}$ – уравнение политропы,

где $n = \frac{C - C_p}{C - C_v}$ – показатель политропы.

При адиабатическом процессе $C = 0$, $n = \gamma$.

При изотермическом процессе $C = \infty$, $n = 1$.

При изобарическом процессе $C = C_p$, $n = 0$.

При изохорном процессе $C = C_v$, $n = \pm \infty$.

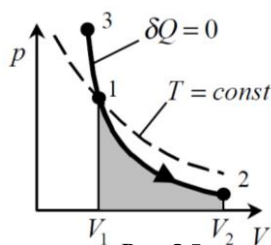


Рис. 2.5

2.2.4. Круговой процесс (цикл)

Круговой процесс – это процесс, при котором система, пройдя через ряд состояний, возвращается в начальное.

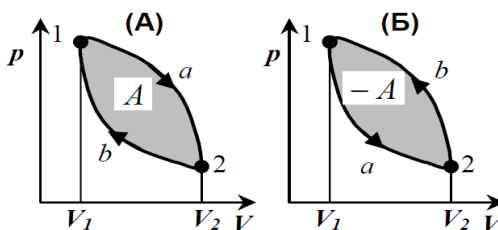


Рис. 2.6

Участок 1-2 соответствует расширению, а 2-1 – сжатию газа.

Работа расширения (a) положительна $A_1 > 0$.

Работа сжатия (b) отрицательна $A_2 < 0$. Работа за цикл A определяется площадью, охватываемой замкнутой кривой $A = A_1 + A_2$.

Если по часовой стрелке – то цикл прямой $A > 0$, против – обратный $A < 0$.

Прямой цикл используется в тепловых двигателях, обратный – в холодильниках.

Термический КПД для кругового процесса

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

Процессы могут быть обратимые (идут прямо и обратно) и необратимые. Реальные процессы необратимы, в них всегда происходит диссипация или потеря энергии. Обратимые процессы – это идеализация реальных процессов.

2.2.5. Энтропия

Энтропия S – функция состояния системы, мера неупорядоченности системы или мера хаоса. $dS = \frac{\delta Q}{T}$. Отсюда первое начало термодинамики

$$TdS = dU + \delta A.$$

В замкнутой системе для обратимых процессов $\Delta S = 0$, для необратимых циклов $\Delta S > 0$. Поэтому энтропия в замкнутой системе может возрастать или оставаться неизменной $\Delta S \geq 0$. Это неравенство Клаузиуса.

При нагревании тела $\delta Q > 0$ и $dS > 0$, т.е. S возрастает.

При охлаждении тела $\delta Q < 0$ и $dS < 0$, т.е. S убывает.

Изоэнтропийным называется процесс, протекающий при постоянной энтропии $S = \text{const}$. К ним относится адиабатный процесс, в котором $\delta Q = 0$ и $dS = 0$.

На рисунке 2.7 показано адиабатическое расширение.

Статистический смысл понятия энтропии выражается *формулой Больцмана* –

$$S = k \ln W,$$

где k – постоянная Больцмана; W – термодинамическая вероятность состояния системы или число способов, которыми может быть реализовано данное макросостояние.

Второе начало термодинамики – любой необратимый процесс в замкнутой системе проходит так, что энтропия возрастает. Он определяет направление протекания процесса и показывает, какие процессы возможны, а какие – нет. Например, невозможен процесс передачи тепла от холодного к горячему.

Третье начало термодинамики – энтропия всех тел стремится к нулю при приближении температуры к абсолютному нулю. При $T = 0 \text{ К}$ $S = 0$, $C_V = 0$, $C_P = 0$.

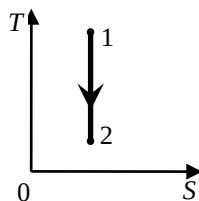


Рис. 2.7

2.2.6. Цикл Карно

Цикл Карно является наиболее экономичным обратимым круговым процессом, состоящим из двух изотерм и двух адиабат. В координатах (p, V) и (T, S) имеет вид, представленный на рис. 2.8.

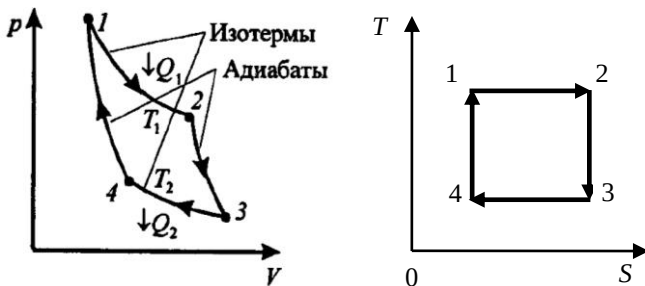


Рис. 2.8

Работа, совершаемая в результате кругового процесса:

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 - Q_2.$$

Термический КПД цикла Карно

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

определяется только температурами нагревателя T_1 и холодильника T_2 .

3. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ

3.1. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

3.1.1. Электрический заряд. Закон Кулона

Электростатика – изучает взаимодействие неподвижных электрических зарядов и свойства постоянного электрического поля.

Электрический заряд – это внутреннее свойство тел или частиц, характеризующее их способность к электромагнитным взаимодействиям.

Единица электрического заряда – кулон (Кл) – электрический заряд, проходящий через поперечное сечение проводника при силе тока 1 А за время 1 с.

Существует **элементарный (минимальный) электрический заряд**.

Носитель элементарного отрицательного заряда – **электрон**, $e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Носитель элементарного положительного заряда – **протон**, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Нейтрон **нейтрален**. Масса электрона $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг, протона – $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг.

Фундаментальные свойства электрического заряда:

- Существуют **положительный** и **отрицательный** заряды.
- Одноименные заряды отталкиваются, разноименные – притягиваются.
- Электрический заряд дискретен – кратен элементарному заряду e $q = N|e|$.
- Заряд аддитивен – заряд системы тел равен сумме зарядов тел системы.
- Заряд подчиняется **закону сохранения заряда**: алгебраическая сумма электрических зарядов любой замкнутой системы остается неизменной.

Под замкнутой системой понимают систему, которая не обменивается зарядами с внешними телами.

Закон Кулона – закон взаимодействия точечных зарядов: *сила взаимодействия F между двумя неподвижными точечными зарядами, находящимися в вакууме, пропорциональна зарядам q_1 и q_2 , и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между ними:*

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2}.$$

Сила F направлена по прямой, соединяющей взаимодействующие заряды, т.е. является центральной, и соответствует притяжению ($F < 0$) в

случае разноименных зарядов и отталкиванию ($F > 0$) – в случае одноименных зарядов.

В векторной форме сила, действующая на заряд q_1 со стороны заряда q_2 :

$$\vec{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r}.$$

На заряд q_2 со стороны заряда q_1 действует сила $\vec{F}_{21} = -\vec{F}_{12}$.

Электрическая постоянная вакуума ϵ_0 – фундаментальная константа:

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \quad \text{или} \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}.$$

Тогда

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{м}}{\Phi}.$$

Здесь Φ – фарада – единица электрической емкости.

Если взаимодействующие заряды находятся в изотропной среде, сила Кулона

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q_1 q_2}{r^2},$$

здесь ϵ – диэлектрическая проницаемость среды,

$$\epsilon = \frac{F_0}{F}.$$

Отношение взаимодействия зарядов в вакууме F_0 и в среде F . В вакууме $\epsilon_{\text{вак}} = 1$.

3.1.2. Электростатическое поле

Электростатическим называется поле, создаваемое неподвижными электрическими зарядами.

Электростатическое поле описывается двумя величинами:

- **потенциал** – ϕ – энергетическая скалярная характеристика поля;
- **напряженность** – E – силовая векторная характеристика поля.

Напряженность электростатического поля – векторная физическая величина, определяемая силой, действующей на единичный положительный заряд q_0 , помещенный в данную точку поля:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}.$$

Единица напряженности электростатического поля – ньютон на кулон (Н/Кл): $1 \text{ Н/Кл} = 1 \text{ В/м}$, где В (вольт) – единица потенциала электростатического поля.

Напряженность поля точечного заряда в вакууме

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \vec{r}.$$

В диэлектрике

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2} \vec{r}.$$

В скалярной форме

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2}; \quad E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{q}{r^2},$$

где $\vec{r}$ – радиус-вектор, соединяющий данную точку поля с зарядом q .

Вспомогательной характеристикой электростатического поля является *вектор электрического смещения* или электростатическая индукция $\vec{D} = \epsilon_0\epsilon\vec{E}$.

Направление векторов $\vec{E}$ и $\vec{D}$ совпадает с направлением силы, действующей на положительный заряд.

Если поле создается **положительным** зарядом, то вектор $\vec{E}$ направлен вдоль радиус-вектора от заряда во внешнее пространство (отталкивание положительного заряда). Если поле создается **отрицательным** зарядом, то вектор $\vec{E}$ направлен к заряду (притяжение).

Графически электростатическое поле изображают с помощью **линий напряженности** – линий, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора $\vec{E}$ (рис. 3.1, а).

Если поле создается точечным зарядом, то линии напряженности – радиальные прямые, выходящие из заряда, если он положителен, и входящие в него, если заряд отрицателен (рис. 3.1, б).

Число линий напряженности, пронизывающих элементарную площадку dS , характеризует **поток вектора напряженности** (рис. 3.2)

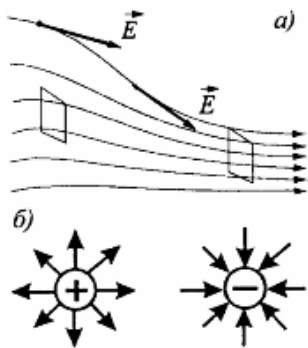


Рис. 3.1

$$d\Phi_E = E dS_{\perp} = E dS \cos \alpha = E_n dS = \vec{E} d\vec{S}.$$

Поток вектора $\vec{E}$ сквозь произвольную замкнутую поверхность S

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \oint_S \vec{E} d\vec{S}.$$

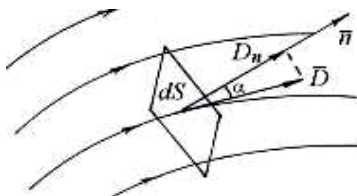


Рис. 3.2

3.1.3. Принцип суперпозиции электростатических полей

Пусть поле создано в вакууме системой точечных зарядов $q_1, q_2, \dots, q_n$. Каждый из этих зарядов, взятый в отдельности (т.е. в отсутствие других зарядов), действует на пробный положительный заряд q_+ соответственно с силой $F_1, F_2, \dots, F_n$. Опыт показывает, что сила, с которой система зарядов действует на некоторый не входящий в систему пробный заряд, равна векторной сумме сил, с которыми действует на данный заряд каждый из зарядов системы в отдельности. Отсюда следует, что *напряженность поля системы зарядов равна векторной сумме напряженностей полей, которые создавал бы каждый из зарядов системы в отдельности*:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i. \quad (3.1)$$

Это утверждение носит название *принципа суперпозиции (наложения) электростатических полей*. Он позволяет рассчитать электростатические поля любой системы неподвижных зарядов, представив ее в виде совокупности точечных зарядов.

Модуль напряженности результирующего поля можно найти по формуле

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \alpha}. \quad (3.2)$$

3.1.4. Теорема Остроградского–Гаусса

Вычисление напряженности поля системы электрических зарядов с помощью принципа суперпозиции электростатических полей можно значительно упростить, используя *теорему Остроградского–Гаусса*, определяющую поток вектора напряженности электрического поля Φ_E сквозь произвольную замкнутую сферическую поверхность S радиусом r , охватывающую точечный заряд q , находящийся в ее центре (рис. 3.3). Поток равен

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} 4\pi r^2 = \frac{q}{\epsilon_0}.$$

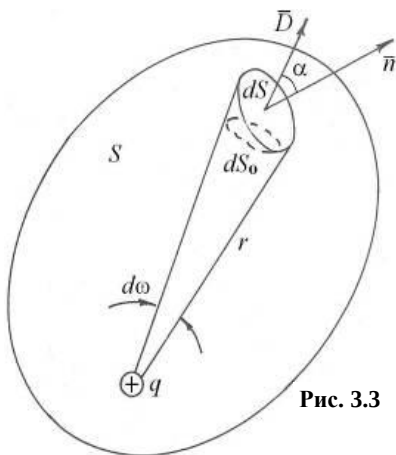


Рис. 3.3

Если заряд находится вне замкнутой поверхности, то поток сквозь нее равен нулю, так как число линий напряженности, входящих в поверхность, равно числу линий напряженности, выходящих из нее.

Рассмотрим общий случай **произвольной поверхности**, окружающей n зарядов. Согласно принципу суперпозиции напряженность поля E , создаваемого всеми зарядами, равна сумме напряженностей E_i , создаваемых каждым зарядом в отдельности.

$$\Phi_E = \oint_S E_n dS = \oint_S \left(\sum_{i=1}^n \vec{E}_i \right) dS = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i.$$

Поток вектора напряженности электростатического поля в вакууме сквозь произвольную замкнутую поверхность равен алгебраической сумме заключенных внутри этой поверхности зарядов, деленных на ϵ_0 .

Рассмотрим примеры расчета электростатических полей на основе теоремы Остроградского–Гаусса.

1. *Поле бесконечной равномерно заряженной плоскости.*

Если плоскость бесконечна и равномерно заряжена, то **поверхностная плотность заряда** равна

$$\sigma = \frac{dq}{dS}.$$

Модуль вектора электрического смещения и напряженность поля бесконечно заряженной однородной плоскости равны

$$D = \frac{\sigma}{2}; \quad E = \frac{D}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon}.$$

2. *Поле двух разноименно заряженных плоскостей.*

Напряженность и модуль вектора электрического смещения поля равны

$$E = E_1 + E_2 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} + \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}; \quad D = \epsilon_0 \epsilon E = \sigma.$$

3. *Поле бесконечной равномерно заряженной нити.* Обозначим $\tau = \frac{dq}{dl}$ – **линейная плотность электрических зарядов** на участке нити длиной dl .

На основании теоремы Остроградского–Гаусса имеем

$$\Phi_E = \frac{q}{\varepsilon_0} = \frac{\tau l}{\varepsilon_0}.$$

Модуль вектора электрического смещения поля *заряженной нити*

$$D = \frac{\tau}{2\pi r}.$$

Для напряженности поля заряженной нити $E = \frac{D}{\varepsilon_0 \varepsilon} = \frac{\tau}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon r}.$

4. Поле равномерно заряженной сферы.

Поток вектора $\vec{E}$ через рассматриваемую поверхность радиусом r равен

$$\Phi_E = ES = 4\pi r^2 E. \quad (\text{где } S = 4\pi r^2)$$

На основании теоремы Остроградского–Гаусса имеем

$$\Phi_E = \frac{q}{\varepsilon_0}.$$

Модуль вектора электрического смещения

$$D = \frac{q}{4\pi r^2} \quad \text{или} \quad D = \frac{\sigma R^2}{r^2}.$$

Напряженность поля вне сферы

$$E = \frac{q}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r^2} \quad \text{или} \quad E = \frac{\sigma R^2}{\varepsilon_0 \varepsilon r^2}.$$

Внутри сферы при $r < R$ $E = 0$. Это используется для создания экранирующих устройств.

5. *Поле равномерно заряженного шара.* Обозначим $\rho = \frac{dq}{dV}$ – **объемная плотность заряда**. (где $V = 4/3 \pi R^3$)

Модуль вектора электрического смещения

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}; \quad D = \frac{\rho R^3}{3r^2}.$$

Внутри $D = \frac{\rho r'}{3}.$

Напряженность поля вне шара

$$E = \frac{q}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon r^2}; \quad E = \frac{\rho R^3}{3\varepsilon_0 \varepsilon r^2}.$$

Внутри $E = \frac{\rho r'}{3\varepsilon_0 \varepsilon}.$

3.1.5. Циркуляция вектора напряженности электростатического поля

Если в электростатическом поле точечного заряда Q из точки 1 в точку 2 вдоль произвольной траектории перемещается другой точечный заряд q , то сила, приложенная к заряду, совершает работу (рис. 3.4). Работа силы электростатического поля на элементарном участке перемещения $d\vec{l}$ равна

$$dA = \vec{F} d\vec{l} = Fdl \cos \alpha = Fdr, \quad (3.3)$$

где $dr = dl \cos \alpha$ – приращение радиус-вектора $\vec{r}$.

На основе закона Кулона имеем

$$dA = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{qQ}{r^2} dr.$$

Интегрируя это выражение, найдем работу, совершаемую полем по перемещению заряда q из точки 1 в точку 2:

$$A_{12} = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_{r_1}^{r_2} = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (3.4)$$

Работа A_{12} не зависит от траектории перемещения, а определяется только положениями начальной и конечной точек. Следовательно, электростатическое поле точечного заряда является **потенциальным**, а электростатические силы – **консервативными**.

Работа, которую совершают силы электростатического поля, перемещая единичный заряд по замкнутому пути L , численно равна линейному интегралу

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = \oint_L E dr,$$

где $\vec{E}$ – напряженность электростатического поля.

Этот интеграл называется **циркуляцией вектора напряженности** вдоль замкнутого контура, который определяет работу по перемещению единичного заряда в электростатическом поле (рис. 3.5).

В случае замкнутого пути начальная и конечная точки совпадают. Поэтому при $r_2 = r_1$ работа, совершаемая полем при перемещении заряда q по замкнутому пути, равна нулю. Тогда циркуляция вектора напряженности электростатического поля вдоль замкнутого контура также равна нулю, т.е. $\oint_L \vec{E} d\vec{l} = 0$.

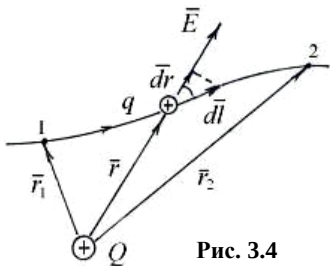


Рис. 3.4

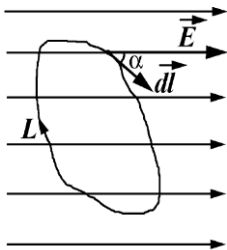


Рис. 3.5

Эта формула справедлива **только для** электрического (электростатического) поля **неподвижных** зарядов и является условием **потенциальности** поля.

Для консервативных сил работа совершается за счет убыли потенциальной энергии:

$$A_{12} = -\Delta W = W_1 - W_2.$$

Следовательно, в формуле (3.4) слагаемые являются потенциальной энергией взаимодействия двух точечных зарядов q и Q , т.е.

$$W = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}.$$

При расстоянии между зарядами $r \rightarrow \infty$ потенциальная энергия $W = 0$.

3.1.6. Потенциал

Так как силовое электростатическое поле потенциально, введем *энергетическую характеристику поля* – **потенциал**: $\varphi = \frac{W}{q}$, единица

1 В = 1 Дж/1 Кл.

Потенциалом электростатического поля в точке называется отношение потенциальной энергии, которой обладает заряд, к величине этого заряда.

Для точечного заряда потенциал равен $\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}$.

Работа, совершаемая силами электростатического поля при перемещении заряда q из точки 1 в точку 2, может быть представлена как

$$A_{12} = W_1 - W_2 = q(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где $(\varphi_1 - \varphi_2)$ – называется разностью потенциалов.

Таким образом, работа по перемещению электрического заряда между двумя точками поля равна произведению переносимого заряда на разность потенциалов начальной и конечной точек. Разность потенциалов, так же как и потенциал, измеряется в вольтах.

Между двумя характеристиками электростатического поля: потенциалом и напряженностью существует взаимосвязь

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}, \text{ где } \frac{d\varphi}{dr} = \text{grad } \varphi - \text{градиент потенциала.}$$

Тогда $E = -\text{grad } \varphi$.

Знак минус показывает, что вектор E направлен в сторону убывания потенциала.

Электростатические поля принято изображать графически не только с помощью линий напряженности, но и с помощью **экипотенциальных поверхностей**. В любом поле всегда можно найти совокупность точек, которые имеют одинаковый потенциал. Поверхность, проведенная в электростатическом поле по точкам, имеющим одинаковый потенциал ($\varphi = \text{const}$), называется **экипотенциальной поверхностью**.

Линии напряженности электростатического поля всегда расположены перпендикулярно к экипотенциальным поверхностям.

Густота экипотенциальных поверхностей наглядно характеризует напряженность поля в разных точках. Там, где эти поверхности расположены гуще, напряженность поля больше. На рисунке 3.6 пунктиром изображены силовые линии, сплошными линиями – сечения экипотенциальных поверхностей для: положительного точечного заряда (а), диполя (б), двух одноименных зарядов (в), заряженного металлического проводника сложной конфигурации (г).

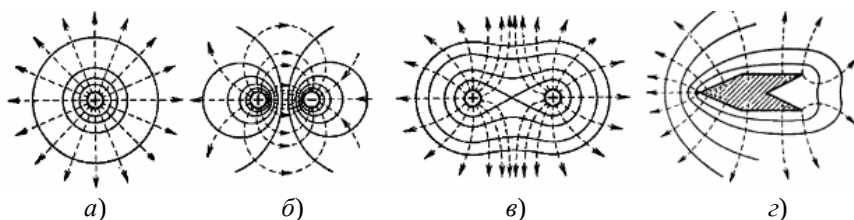


Рис. 3.6

3.1.7. Проводники в электростатическом поле. Конденсаторы

Проводниками называются такие материалы, в которых имеются свободные носители электрических зарядов. Это металлы, растворы и расплавы.

Если поместить проводник во внешнее электростатическое поле или зарядить, то на заряды проводника будет действовать это поле, в результате чего заряды начнут перемещаться до тех пор, пока не установится равновесное распределение зарядов, при котором электростатическое поле внутри проводника обращается в нуль $E = 0$.

Если бы поле не было равно нулю, то в проводнике возникло бы упорядоченное движение зарядов без затраты энергии от внешнего источника, что противоречит закону сохранения энергии.

Вследствие этого $E = -\text{grad } \varphi = 0$, отсюда $\varphi = \text{const}$. Поэтому:

- потенциал во всех точках проводника **одинаков**;
- поверхность проводника является **экипотенциальной**;
- вектор E направлен по нормали к каждой точке поверхности.

Рассмотрим проводник, находящийся вдали от заряженных тел и других проводников. Такой проводник назовем *удиненным*. Из опыта следует, что разные проводники, но заряженные одинаково, имеют разные потенциалы.

Физическая величина C , равная отношению заряда проводника q к его потенциалу ϕ , называется **электрической емкостью** этого проводника:

$$C = \frac{q}{\phi}.$$

По своему физическому смыслу электрическая емкость показывает, какой заряд необходимо сообщить данному проводнику, чтобы изменить его потенциал на единицу. За единицу емкости принимается 1 Ф (фарада). Это емкость такого проводника, потенциал которого изменяется на 1 В при сообщении ему заряда в 1 Кл. Емкость 1 Ф имеет шар $R = 9 \cdot 10^6$ км. Емкость Земли 700 мкФ. Емкость зависит от формы и размеров проводника, а также от свойств среды, в которой находится проводник. Емкость шара радиусом R , помещенного в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ , равна

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R.$$

В системе из двух проводников, находящихся на небольшом расстоянии друг от друга, при сообщении первому проводнику заряда q второй проводник зарядится через влияние, причем ближайшими к наводящему заряду q оказываются заряды противоположного знака. Наведенные заряды на втором проводнике понижают потенциал первого проводника. Вследствие этого электроемкость первого проводника при наличии второго проводника повышается.

Такая система из двух проводников, заряды которых численно равны, но противоположны по знаку, называется **конденсатором**, а проводники, образующие его, **обкладками конденсатора**. Емкость конденсатора определяется как

$$C = \frac{q}{\phi_1 - \phi_2} \quad \text{или} \quad C = \frac{q}{U},$$

где U – напряжение на обкладках конденсатора.

Таким образом, конденсатор – система из двух проводников (обкладок), разделенных диэлектриком, толщина которого мала по сравнению с линейными размерами проводников. В зависимости от формы обкладок конденсаторы делятся на *плоские*, *цилиндрические* и *сферические*.

1. Емкость плоского конденсатора

$$C = \frac{q}{\Delta\phi} = \frac{q}{\frac{\sigma d}{\epsilon_0\epsilon}} = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d},$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика между пластинами конденсатора.

2. Емкость цилиндрического конденсатора

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon l}{\ln \frac{r_2}{r_1}}.$$

3. Емкость сферического конденсатора

$$C = \frac{4\pi\varepsilon_0\varepsilon R_1 R_2}{R_2 - R_1}.$$

Для получения различной величины емкости конденсаторы соединяют в батареи параллельно, последовательно или смешанно.

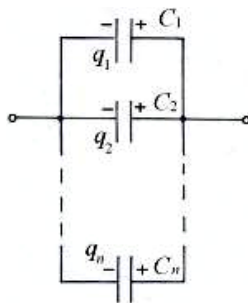
Параллельное соединение конденсаторов.

Общий электрический заряд q всей батареи равен сумме

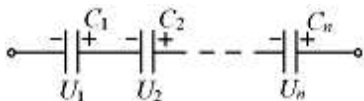
$$q = \sum_n q_n = U(C_1 + C_2 + \dots + C_n) = UC.$$

Общая емкость

$$C = C_1 + C_2 + \dots + C_n.$$



Последовательное соединение конденсаторов



Общее напряжение U всей батареи равно сумме

$$U = \sum_n U_n = \frac{q}{C_1} + \frac{q}{C_2} + \dots + \frac{q}{C_n} = q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n} \right) = \frac{q}{C}.$$

Общая емкость $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}$, для двух емкостей

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}.$$

Заряжая проводник или конденсатор, необходимо совершить определенную работу против кулоновских сил отталкивания между одноименными зарядами. Поэтому собственная энергия заряженного тела есть не что иное, как его **электростатическая потенциальная энергия**

$$W = \frac{C\varphi_0^2}{2}.$$

Для расчета энергии заряженного конденсатора получим

$$W = \frac{CU^2}{2}.$$

Учитывая, что $U = \frac{q}{C}$, получим энергию заряженного конденсатора

$$W = \frac{q^2}{2C}.$$

При увеличении заряда конденсатора происходит соответствующее увеличение его электростатического поля. Поэтому собственная потенциальная энергия заряженного тела есть **энергия его электростатического поля**.

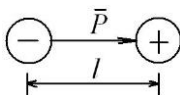
Энергия, заключенная в единице объема электростатического поля, т.е. *объемная плотность энергии*

$$\varpi = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon}.$$

3.1.8. Диэлектрики в электростатическом поле

Диэлектриками называются вещества, не проводящие электрический ток. При обычных условиях в диэлектриках нет свободных носителей зарядов. Молекулы диэлектрика в целом электрически нейтральны. Это не означает, что молекулы диэлектриков не обладают электрическими свойствами. В зависимости от строения молекул диэлектрики можно разделить на три группы:

1) **полярные**, в которых молекулы из-за асимметрии можно рассматривать как *электрические диполи* и в отсутствие внешнего поля они имеют дипольный момент $\vec{p} = q\vec{l}$ (где q – суммарный электрический заряд одного знака).



В них вектор $\vec{p}$ направлен от отрицательного заряда к положительному. К ним относятся вода, аммиак, хлористый и бромистый водород;

2) **неполярные**, в которых молекулы симметричны и дипольный момент в отсутствие внешнего поля равен нулю $\vec{p} = 0$. К ним относятся водород, азот, кислород, углекислый газ, углеводороды;

3) **ионные диэлектрики**, в которых кристаллы представляют собой пространственные решетки с правильным чередованием ионов разных знаков. К ним относятся NaCl, KCl.

Внесение диэлектриков во внешнее электрическое поле приводит к возникновению результирующего электрического момента диэлектрика за счет ориентации диполей по полю, т.е. возникает **поляризация**.

Различают три вида поляризации:

- 1) *ориентационная или дипольная поляризация* полярных диэлектриков, т.е. ориентация имеющихся дипольных моментов молекул по полю;
- 2) *электронная или деформационная поляризация* неполярных диэлектриков, в которых за счет деформации электронных орбит возникает индуцированный дипольный момент у атомов или молекул диэлектрика;
- 3) *ионная поляризация* диэлектрика с ориентацией положительных ионов вдоль поля, а отрицательных – против поля, с появлением дипольных моментов.

Мерой поляризации диэлектрика является *вектор поляризованности*

$$\bar{P} = \frac{\sum \bar{p}_i}{\Delta V},$$

где ΔV – элементарный объем диэлектрика; $\bar{p}_i$ – электрический момент i -го диполя.

Для большинства диэлектриков поляризованность линейно зависит от напряженности внешнего поля

$$\bar{P} = \varepsilon_0 \chi \bar{E},$$

где χ – *диэлектрическая восприимчивость вещества*.

Вследствие поляризации на поверхности диэлектрика появляются нескомпенсированные заряды, которые называются связанными $\bar{E}'$. Отношение внешнего поля $\bar{E}_0$ к результирующей $E = E_0 - E'$ внешнего и связанного полей называется **диэлектрической проницаемостью среды** $\varepsilon = 1 + \chi$.

Для вакуума $\varepsilon = 1$, $\chi = 0$. Они являются безразмерными величинами.

3.2. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

3.2.1. Электрический ток и его характеристики

Электрический ток – это направленное движение заряженных частиц под действием электрического поля.

Носителями зарядов могут быть любые заряженные частицы:

в металлах – свободные электроны,

в жидкости – ионы,

в газах – свободные электроны и ионы,

в полупроводниках – электроны проводимости и дырки.

Для создания электрического поля необходимы источники электрической энергии.

Направление тока определяется направлением движения положительных зарядов в проводнике, т.е. от $+$ к $-$, а их количество определяет силу тока.

Сила тока – скалярная физическая величина I , равная отношению заряда q , протекающего в единицу времени t через поверхность S , перпендикулярную направлению движения зарядов:

$$I = \frac{q}{t} \text{ [A]}.$$

Если направление и величина тока с течением времени не меняются, то ток называется постоянным. В противном случае ток будет называться переменным.

Широкое распространение получил переменный ток, изменяющийся по закону синуса или косинуса, например

$$i(t) = I_0 \sin(\omega t + \varphi_0),$$

где I_0 – амплитуда тока; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ – круговая (циклическая) частота;

$\omega t + \varphi_0$ – фаза; φ_0 – начальная фаза.

Для характеристики направления электрического тока и распределения силы тока по сечению проводника вводится понятие вектора плотности тока $\vec{j}$.

Плотностью электрического тока называется вектор j , совпадающий с направлением электрического тока в рассматриваемой точке и численно равный отношению силы тока dI сквозь малый элемент поверхности, расположенный перпендикулярно к направлению тока, к площади $dS_{\perp}$ этого элемента:

$$\vec{j} = \frac{dI}{dS} \vec{n} \quad \text{или} \quad j = \frac{q}{St} \left[\frac{\text{A}}{\text{м}^2} \right].$$

Условиями возникновения тока являются:

- наличие носителей тока;
- наличие электрического поля;
- наличие источника тока для восполнения энергии;
- замкнутая электрическая цепь.

3.2.2. Электродвижущая сила

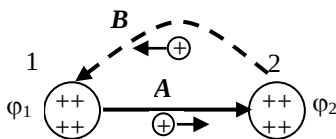


Рис. 3.7

Возьмем два металлических тела (рис. 3.7) с потенциалами $\varphi_1 > \varphi_2$. Ток на пути 1-A-2 будет кратковременным, пока не станут $\varphi_1 = \varphi_2$.

Чтобы ток был длительным нужно забирать заряд от тела 2 и возвращать телу 1 по пути 2-B-1. Если на пути 1-A-2 заряды движутся под действием электрического поля, то на пути 2-B-1 такое перемещение зарядов могут осуществлять только силы не электрического происхождения, которые называют **сторонними силами**.

Природа сторонних сил определяется химическими процессами, диффузией носителей зарядов, контактными явлениями, вихревыми электрическими и магнитными полями и др. Устройства, в которых действуют сторонние силы, называются **источниками тока или напряжения**. При этом сторонние силы, действующие только в источнике тока, могут действовать на всем пути следования зарядов (в генераторе силы магнитного поля – сила Лоренца – действуют на заряды по всей длине проводника) или на отдельных участках (в гальванических элементах – тончайший слой около электродов). Поэтому источники тока называются **с распределенными или сосредоточенными сторонними силами**.

Так как сторонние силы действуют только в источнике тока, а электрические – и в источнике, и во внешней части цепи, то участок цепи, где действуют только электрические силы, называется **однородным**, а участок цепи, где действуют и сторонние, и электрические силы, называется **неоднородным**.

Неоднородный участок – это участок, на котором имеются источники тока.

На участке 1-2 сторонние силы совершают работу – ее характеризует величина, называемая электродвижущей силой источника тока, – ЭДС.

Электродвижущей силой (ЭДС источника) называется скалярная физическая величина, численно равная работе, совершаемой сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда по замкну-

той цепи, или это энергия, которую приобретает единичный заряд, проходя через источник тока.

$$\varepsilon = \frac{A^{\text{стор}}}{q} = \oint E_{\text{ст}} dl ,$$

где $E_{\text{ст}}$ – напряженность поля сторонних сил, перемещающих заряд q по цепи; dl – элементарный участок замкнутого контура.

Работу электрических сил характеризует **разность потенциалов** или «**напряжение**»

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A^{\text{стор}}}{q} .$$

Совместную работу электростатических и сторонних сил на участке цепи характеризует величина, называемая падением напряжения.

Падение напряжения показывает, какая работа совершается электростатическими и сторонними силами при перемещении единичного положительного заряда:

$$U = \varepsilon + (\varphi_1 - \varphi_2) .$$

3.2.3. Законы постоянного тока

3.2.3.1. Закон Ома для однородного участка цепи

Участок называют однородным, если на нем нет источника тока.

Немецкий физик Ом проводил эксперименты с различными проводниками, помещенными в различные электрические поля, и в 1826 г. установил закон (рис. 3.8)

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

где G – проводимость проводника; $R = 1/G$ – его сопротивление; $(\varphi_1 - \varphi_2) = U$ – разность потенциалов на концах проводника или падение напряжения на нем.

Выражение называется **интегральной формой** закона Ома для однородного участка цепи.

Сопротивление проводников зависит от их формы и размеров, химического состава и физического состояния (t° , p и др.). Если проводник – цилиндрический провод, то сопротивление проводника определяется как

$$R = \rho_t \frac{l}{S} ,$$

где ρ_t – удельное сопротивление, зависящее от температуры, $\rho_t = \rho_0 (1 + \alpha t)$.

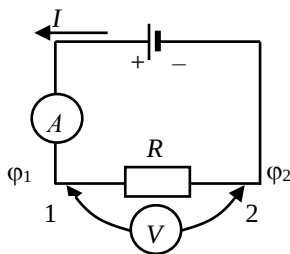


Рис. 3.8

Поэтому с ростом температуры у металлов сопротивление растет $R_t = R_0 (1 + \alpha t)$.

Интегральную форму закона Ома можно преобразовать так, что в него войдут величины, характеризующие поле и свойство проводника в окрестностях одной точки. Выделим из проводника элементарный объем длиной dl , сечением dS в окрестностях точки M , с напряженностью поля $\vec{E}$ и плотностью тока $\vec{j}$.

Сопротивление выделенного объема проводника будет

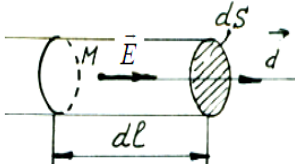


Рис. 3.9

$$dR = \rho \frac{dl}{dS},$$

напряжение, приложенное к его концам,

$$dU = Edl,$$

ток через поперечное сечение (рис. 3.9)

$$dI = jdS.$$

Подставляя эти величины в закон Ома в виде

$$I = \frac{U}{R}, \text{ получим } jdS = \frac{EdldS}{\rho dl}, \text{ откуда } j = \frac{1}{\rho} E.$$

Так как векторы плотности тока и напряженности совпадают по направлению, то получим $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ – называется **дифференциальной формой** закона Ома для однородного участка цепи, где $\sigma = \frac{1}{\rho}$ – удельная проводимость проводника.

Оба выражения можно проиллюстрировать графически (рис. 3.10).

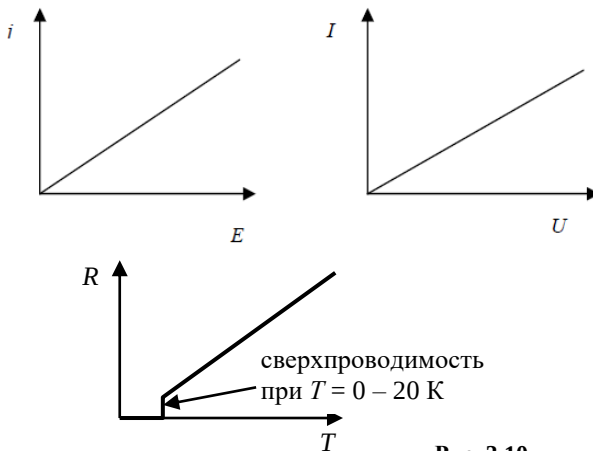


Рис. 3.10

3.2.3.2. Закон Ома для неоднородного участка цепи

Если участок 1-2 неоднородный, на котором имеются сопротивление R и источник тока с ЭДС ε_{12} , то получим **дифференциальную форму** закона Ома для неоднородного участка цепи в виде (рис. 3.11)

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E}_{\text{элст}} + \vec{E}_{\text{стор}}).$$

Закон Ома для неоднородного участка цепи в интегральной форме имеет вид

$$I = \frac{\varepsilon + (\varphi_1 - \varphi_2)}{R}.$$

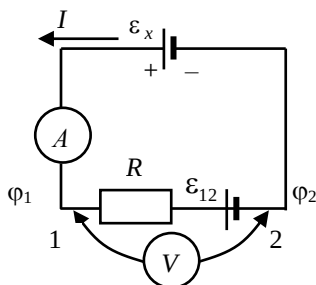


Рис. 3.11

3.2.3.3. Закон Ома для полной цепи

В электрической цепи, содержащей помимо источника ЭДС с внутренним сопротивлением r еще и внешнее сопротивление R , величина ε равна сумме падений напряжений U_R и U_r на сопротивлениях R и r т.е.

$$\varepsilon = U_R + U_r \quad \text{или} \quad \varepsilon = IR + Ir.$$

Откуда

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}.$$

Это **закон Ома для полной цепи**.

Заменив ток I на U/R для внешней цепи, уравнение преобразуем к виду

$$U = \left(\frac{\varepsilon}{R + r} \right) R = \frac{\varepsilon}{(1 + r/R)}.$$

Видно, что U всегда меньше ε и поэтому ЭДС не может быть измерена точно с помощью вольтметра, у которого хотя и велико, но всегда конечное значение сопротивления R_V (рис. 3.12).

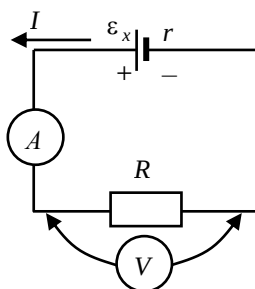


Рис. 3.12

3.2.4. Разветвленные цепи. Правила Кирхгофа

При решении сложных разветвленных электрических цепей обычно применяют правила Кирхгофа, которые являются следствием законов сохранения заряда и энергии.

Первое правило. Алгебраическая сумма токов, сходящихся в узле, равна нулю (рис. 3.13).

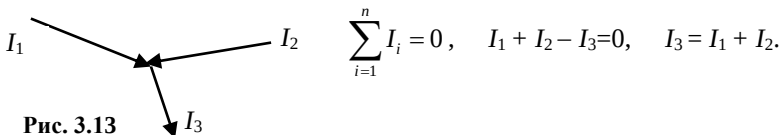


Рис. 3.13

Узлом называется точка, где сходятся не менее трех проводников.

Токи, подходящие к узлу, считаются «+», а отходящие «-».

Второе правило. В любом замкнутом контуре алгебраическая сумма падений напряжения равна алгебраической сумме ЭДС, действующих в этом контуре (рис. 3.14)

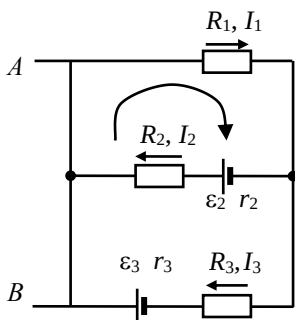


Рис. 3.14

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{j=0}^m \epsilon_j.$$

Для неоднородного участка цепи запишем:

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 = \epsilon_2;$$

$$-I_2 R_2 + I_3 R_3 = \epsilon_3 - \epsilon_2;$$

$$I_1 R_1 + I_3 R_3 = \epsilon_3.$$

Примечание. Количество уравнений, записанных по первому правилу, должно быть на одно меньше количества узлов.

Количество уравнений, записанных по второму правилу, соответствует количеству независимых контуров.

Независимый контур – контур, отличающийся хотя бы одной деталью от ранее рассмотренных.

Ток считается положительным, если совпадает с направлением обхода контура. Обход контура выбирается по часовой стрелке.

ЭДС считается положительной, если действие сторонних сил (возрастание потенциала) совпадает с направлением обхода контура.

3.2.5. Закон Джоуля–Ленца.

Работа и мощность постоянного электрического тока

При прохождении тока по проводникам в них происходит превращение энергии электрического поля во внутреннюю энергию проводников, т.е. они нагреваются. Джоуль Д. П. и Ленц Э. Х. экспериментально уста-

новили зависимость между выделенным количеством тепла в проводнике и током, протекающим по нему, в виде

$Q = I^2 R t$ – **интегральная форма** записи закона Джоуля–Ленца.

Если ток с течением времени изменяется $i = f(t)$, то можно применить выражение

$$dQ = i^2 R dt.$$

Нагревание происходит за счет работы электрического поля. При постоянном токе в проводнике $Q = I^2 R t = \frac{U^2 t}{R} = IRIt = Uq$, но $Uq = A$ – работа поля по перемещению заряда. Отсюда получим, что $Q = A$.

Полезная мощность тока, расходуемая в проводнике, равна

$$P = \frac{A}{t} = I^2 R = \frac{U^2}{R} = UI.$$

Единицей работы электрического тока в СИ является **джоуль**, единицей мощности – **ватт**:

$$1 \text{ Дж} = 1 \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В}; \quad 1 \text{ Вт} = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ с}} = 1 \text{ В} \cdot 1 \text{ А}.$$

Интегральную форму можно преобразовать в **дифференциальную форму** для количества тепла dQ , выделенного в элементарном объеме проводника dV в форме цилиндра площадью dS , длиной dl за время dt (рис. 3.15):

$$dQ = dI^2 dR dt.$$

$$\text{Учитывая, что } dI = j dS, \quad dR = \rho \frac{dl}{dS},$$

найдем

$$dQ = (jdS)^2 \rho \frac{dl}{dS} dt = \rho j^2 dV dt.$$

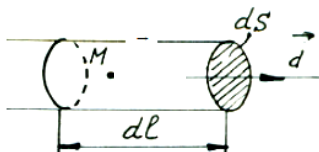


Рис. 3.15

Если определить количество теплоты, выделяющееся в единице объема проводника за единицу времени, то эта величина будет называться **плотностью тепловой мощности** или **удельной тепловой мощностью тока**

$$\omega = \frac{dQ}{dV dt} = \frac{dP}{dV} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^3} \right].$$

Отсюда получаем $\omega = \rho j^2$.

Учитывая, что $\sigma = \frac{1}{\rho}$, $j = \sigma E$, получаем $\omega = \rho (\sigma E)^2 = \sigma E^2$.

Это выражение есть закон Джоуля–Ленца в *дифференциальной форме*.

Таким образом, **удельная тепловая мощность**, выделенная в некоторой точке проводника при прохождении тока, равна произведению удельной проводимости на квадрат напряженности электрического поля в данной точке.

3.2.6. Коэффициент полезного действия источника тока

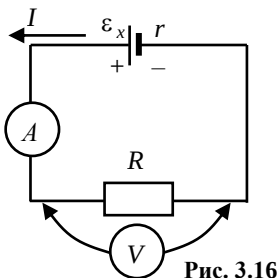


Рис. 3.16

Рассмотрим замкнутую электрическую цепь, состоящую из источника тока с ЭДС ε и внутренним сопротивлением r , а также внешней цепи, полное сопротивление которой равно R (рис. 3.16). Сопротивлением подводящих проводов будем пренебрегать. Согласно закону Ома для полной цепи имеем

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}.$$

Полезная мощность, выделяемая на внешнем участке цепи, т.е. на нагрузке

$$P = IU = I^2 R,$$

где $U = IR$ – падение напряжения на нагрузке.

Подставим первую формулу во вторую, получим

$$P = \frac{\varepsilon^2 R}{(R + r)^2}.$$

Исследуем, как изменяется ток в цепи и величина полезной мощности, выделяемой в нагрузке, от величины внешнего сопротивления R .

Во-первых, при $R \rightarrow \infty$ (т.е. когда цепь разомкнута) получим

$$I = 0 \text{ и } P = 0.$$

Во-вторых, при $R \rightarrow 0$ (так как сопротивление нагрузки равно нулю, мы имеем *короткое замыкание* цепи) ток в цепи достигает максимального значения:

$$I_{\text{кз}} = \frac{\varepsilon}{r} \text{ — ток короткого замыкания.}$$

При некотором соотношении между R и r полезная мощность, выделяемая на нагрузке, имеет максимальное значение. Для нахождения максимума P продифференцируем ее по R (считая $r = \text{const}$ и $\varepsilon = \text{const}$) и приравняем производную к нулю:

$$\frac{dP}{dR} = \varepsilon^2 \frac{d}{dR} \left[\frac{R}{(R+r)^2} \right] = \varepsilon^2 \frac{(R-r)}{(R+r)^3} = 0.$$

Полезная мощность, развиваемая источником тока в нагрузке, будет максимальной, если сопротивление R внешней цепи равно внутреннему сопротивлению r источника тока: $R = r$. Такая нагрузка называется *согласованной*. График зависимости полезной мощности от сопротивления нагрузки имеет вид, представленный на рис. 3.17.

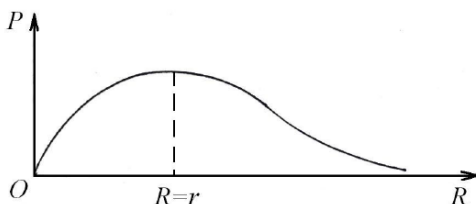


Рис. 3.17

При прохождении тока по замкнутой цепи мощность выделяется также и в самом источнике тока (потери): $P_{\text{потерь}} = I^2 r$. Мощность, выделяемая во всей замкнутой цепи, называется *полной мощностью*:

$$P_0 = I\varepsilon = \frac{\varepsilon^2}{R+r}.$$

КПД источника тока называется отношение полезной мощности P к полной мощности P_0 :

$$\eta = \frac{P}{P_0} \quad \text{или} \quad \eta = \frac{R}{R+r}, \quad \text{или} \quad \eta = \frac{U}{\varepsilon}, \quad \text{или} \quad \eta = \frac{1}{1+r/R}.$$

Отсюда при КЗ ($R = 0$) $\eta = 0$, при $R = \infty$ $\eta = 1$, при $R = r$ $\eta = 0,5$. График имеет вид, представленный на рис. 3.18.

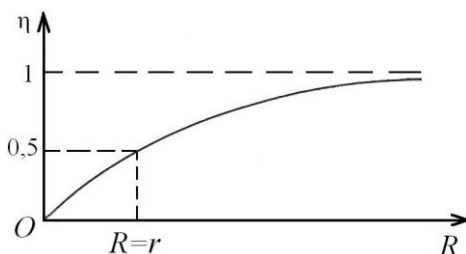


Рис. 3.18

3.3. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

3.3.1. Магнитное поле в вакууме. Взаимодействие токов

При движении электрических зарядов (прохождении электрического тока по проводнику) вокруг него образуется магнитное поле (рис. 3.19). Этот факт впервые установил Ханс Эрстед в 1819 г. Он пропускал ток по проводнику и наблюдал поворот стрелки компаса вблизи провода. Стрелка ориентировалась по линиям поля.

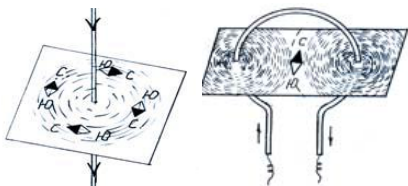


Рис. 3.19

Причем линии магнитного поля в отличие от силовых линий электростатического поля всегда замкнуты.

Это хорошо видно по ориентации железных опилок вокруг проводника с током – прямым или круговым.

Кроме того, взаимодействуют между собой и проводники, по которым течет ток. Закон взаимодействия токов был установлен в 1820 г. Ампером.

Например, два тонких прямолинейных параллельных проводника, по которым текут токи, притягивают друг друга, если токи в них имеют одинаковое направление, и отталкивают, если токи противоположны (рис. 3.20). Сила взаимодействия, приходящаяся на единицу длины каждого из параллельных проводников, пропорциональна величинам токов в них I_1 и I_2 и обратно пропорциональна расстоянию b между ними:

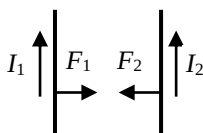


Рис. 3.20

$$F_{\text{ед}} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2}{b},$$

где $\mu_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнитная постоянная вакуума.

Из опыта Эрстеда следует, что магнитное поле имеет направленный характер и должно характеризоваться векторной величиной. Эта величина называется **магнитная индукция** и обозначается буквой **B**. (Логично было бы по аналогии с напряженностью электрического поля **E** назвать **B** напряженностью магнитного поля. Однако по историческим причинам основную силовую характеристику магнитного поля называли **магнитной индукцией**. Название же «напряженность магнитного поля» оказалось присвоенным вспомогательной величине **H**, аналогичной вспомогательной характеристике **D** электрического поля.)

Индукция магнитного поля – физическая векторная величина, характеризующая силовое действие магнитного поля на движущиеся в нем

электрические заряды и численно равная величине силы, с которой магнитное поле действует в данной точке на единичный элемент тока, расположенный перпендикулярно полю. Графически магнитное поле изображается с помощью силовых линий вектора $\mathbf{B}$ (рис. 3.21).

Силовые линии вектора индукции $\mathbf{B}$ замкнуты вокруг тока. Если вектор $\mathbf{B}$ везде одинаков по направлению и численно, то поле считается однородным.

Единицей измерения индукции магнитного поля является Тесла. *Тесла* – индукция однородного поля, в котором на элемент тока – 1 А·м, расположенный перпендикулярно полю, действует сила 1 Н:

$$1 \text{ Тл} = \frac{1 \text{ Н}}{1 \text{ А} \cdot \text{м}}.$$

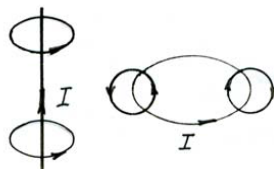


Рис. 3.21

3.3.2. Поле движущегося заряда

Рассмотрим магнитное поле, создаваемое в некоторой точке P точечным зарядом q , движущимся с постоянной скоростью $\mathbf{v}$ (рис. 3.22). Возмущения поля передаются от точки к точке с конечной скоростью света c . Поэтому индукция в точке P в момент времени t определяется не положением заряда в тот же момент времени t , а положением заряда в некоторый более ранний момент времени $t - \tau$.

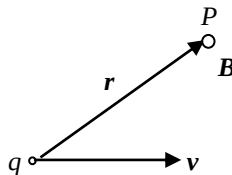


Рис. 3.22

Если скорость движения заряда $\mathbf{v}$ много меньше, чем c ($v \ll c$), время запаздывания τ будет пренебрежимо мало. В этом случае можно считать, что значение $\mathbf{B}$ момент t определяется положением заряда в тот же момент времени t . При этом условии

$$\mathbf{B}(P, t) = f(q, \mathbf{v}, \mathbf{r}(t)).$$

Здесь P означает совокупность координат точки P , определяемых в некоторой неподвижной системе отсчета, $\mathbf{r}(t)$ – радиус-вектор, проведенный в точку P из той точки, в которой находился заряд в момент времени $t - \tau$.

Вид этой функции может быть установлен экспериментально. Однако предположим, что величина вектора $\mathbf{B}$ пропорциональна заряду q и скорости $\mathbf{v}$ (при $\mathbf{v} = 0$ магнитное поле отсутствует). Требуется «сконструировать» из скаляра q и двух векторов $\mathbf{v}$ и $\mathbf{r}$ интересующий нас вектор $\mathbf{B}$. Это можно сделать, перемножив заданные вектора векторно и умножив затем

получившийся результат на скаляр. В итоге получится выражение

$$\mathbf{B} \sim q[\vec{v} \times \vec{r}]. \quad (3.5)$$

С удалением от заряда (с увеличением r) модуль этого выражения возрастает. Неправдоподобно, чтобы так вела себя характеристика поля – в случае известных нам полей (электростатического, гравитационного) при удалении от источника поле не усиливается, но, напротив, ослабляется, изменяясь как $1/r^2$. Допустим, что магнитное поле движущегося заряда ведет себя с изменением r таким же образом. Обратную пропорциональность квадрату r можно получить, разделив выражение (3.5) на r^3 . В результате получится выражение

$$\mathbf{B} \sim \frac{q[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3}. \quad (3.6)$$

Опыт показывает, что в случае, когда $v \ll c$, магнитная индукция поля движущегося заряда определяется формулой

$$\mathbf{B} = k \frac{q[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3},$$

где k – коэффициент пропорциональности.

Значение коэффициента пропорциональности k зависит от выбора единиц величин. В окончательной форме выражение для магнитной индукции поля движущегося заряда записывается так:

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3}.$$

Векторы $\vec{v}$; $\vec{r}$ и $\mathbf{B}$ для положительного заряда q образуют правовинтовую тройку векторов. Магнитное поле изображается силовыми линиями, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора $\mathbf{B}$ магнитного поля. Направление силовой линии магнитного поля для положительного заряда можно определять, используя *правило буравчика* и *правило обхвата правой руки*.

Правило буравчика – располагаем буравчик так, чтобы поступательное движение его совпадало с вектором скорости положительного заряда, тогда вращение рукоятки покажет направление силовой линии.

Правило обхвата правой руки – нужно правой рукой обхватить вектор скорости, чтобы большой палец показывал направление скорости заряда, тогда четыре пальца покажут направление силовой линии.

Для магнитного поля, как и для электрического, справедлив **принцип суперпозиции** – поле $\mathbf{B}$, порождаемое несколькими движущимися зарядами (токами), равно векторной сумме полей $\mathbf{B}_i$, порождаемых каждым зарядом (током) в отдельности:

$$\mathbf{B} = \sum \vec{B}_i.$$

3.3.3. Закон Био–Савара–Лапласа и его применение для расчета магнитных полей

Рассмотрим характер магнитного поля, создаваемого произвольным тонким проводом, по которому течет ток.

Пусть имеется проводник произвольной формы, по которому течет постоянный ток I (рис. 3.23). Каждый электрон с отрицательным зарядом e движется в проводнике со скоростью v . Направление вектора v противоположно току I . Каждый электрон создает в произвольной точке M магнитное поле с индукцией

$$\vec{B}_e = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{e[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3}.$$

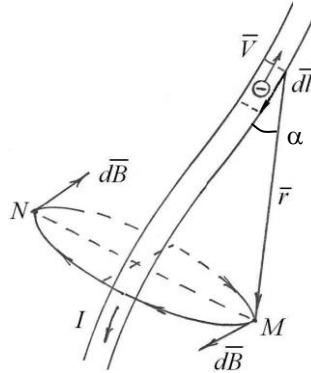


Рис. 3.23

Выделим вокруг рассматриваемого электрона элементарный участок проводника длиной dl . Выберем направление вектора dl так, чтобы он совпадал с направлением электрического тока в проводнике. Согласно принципу суперпозиции магнитное поле $d\vec{B}$, создаваемое в произвольной точке M всеми электронами, находящимися в элементе длины dl проводника, представляет собой векторную сумму магнитных полей, создаваемых каждым электроном. С учетом числа электронов N , находящихся в участке проводника длиной dl , имеем

$$d\vec{B} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Ne[\vec{v} \times \vec{r}]}{r^3}.$$

Пусть dt – время, за которое электроны проходят путь dl . По определению силы тока имеем $Ne = Idt$. Тогда

$$d\vec{B} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[\vec{v}dt \times \vec{r}]}{r^3}.$$

Учитывая, что $\vec{v}dt = -d\vec{l}$, найдем вектор $d\vec{B}$ индукции магнитного поля, создаваемого элементарным участком $d\vec{l}$ проводника, на расстоянии $\vec{r}$ от него, т.е. в точке M :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I[d\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3} - \text{закон Био–Савара–Лапласа.}$$

Угол α для всех элементов бесконечного прямого тока изменяется в пределах от 0 до π . Следовательно,

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi b} I \int_0^\pi \sin \alpha d\alpha = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{b}.$$

Таким образом, магнитная индукция поля прямого тока определяется формулой

$$B = \frac{\mu_0}{2\pi b} I.$$

Линии магнитной индукции поля прямого тока представляют собой систему охватывающих провод concentрических окружностей (рис. 3.25).

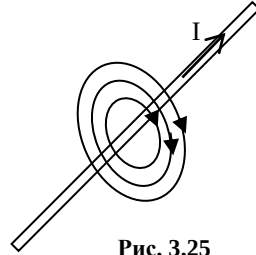


Рис. 3.25

3.3.5. Магнитное поле кругового тока

Пусть по проводнику в форме окружности радиусом R течет ток I (рис. 3.26). Определим магнитную индукцию B поля и напряженность поля H в центре круга.

По закону Био–Савара–Лапласа формула (3.7), магнитная индукция $d\vec{B}$ поля, создаваемого в точке O элементом $d\vec{l}$ витка при $(d\vec{l} \wedge \vec{r}) = \alpha = \pi/2$ ($\sin \alpha = 1$) и $r = R$, равна

$$dB = \frac{\mu_0 I dl}{4\pi R^2}.$$

Проинтегрируем это выражение по всему контуру:

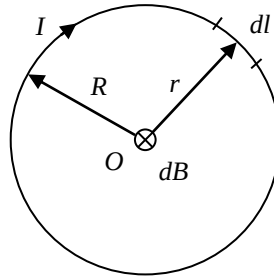


Рис. 3.26

$$B = \int dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} 2\pi R = \frac{\mu_0 I}{2R}, \quad B = \frac{\mu_0 I}{2R}.$$

Согласно формуле (3.8) напряженность магнитного поля в центре кругового тока равна

$$H = \frac{I}{2R}.$$

3.3.6. Поток вектора магнитной индукции

Элементарным потоком вектора $d\Phi$ магнитной индукции $\vec{B}$ сквозь элементарную площадку dS называется физическая величина, равная про-

изведению величины площадки и проекции B_n вектора $\vec{B}$ на направление нормали к ней (рис. 3.27):

$$d\Phi = B_n dS.$$

Учитывая, что $B_n = B \cos(\vec{B} \wedge \vec{n})$, получим $d\Phi = B dS \cos(\vec{B} \wedge \vec{n})$.

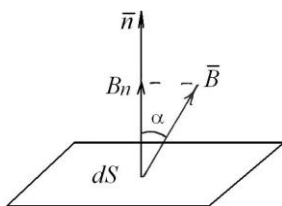


Рис. 3.27

При $\vec{B} = \text{const}$ и плоской поверхности $\Phi = BS \cos \alpha$.

Интегрируя это выражение по всей поверхности S , получим поток вектора магнитной индукции сквозь произвольную поверхность:

$$\Phi = \int_S B_n dS.$$

Единицей магнитного потока является *вебер* (Вб): $1 \text{ Вб} = 1 \text{ Тл} \cdot \text{м}^2$.

Так как силовые линии магнитного поля всегда замкнутые кривые (рис. 3.28), то *поток вектора магнитной индукции через любую замкнутую поверхность равен нулю*:

$$\oint_S B_n dS = 0. \quad (3.9)$$

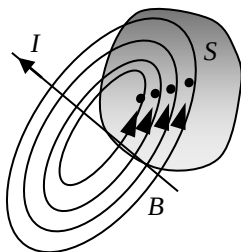


Рис. 3.28

Объясняется это тем, что поток, входящий в эту поверхность, равен потоку, выходящему из нее. Соотношение (3.9) является математическим выражением теоремы Остроградского–Гаусса для магнитного поля. Эта теорема является следствием того, что в природе не существует магнитных «зарядов», т.е. «источников» и «стоков» поля.

3.3.7. Движение зарядов в магнитном поле.

Сила Лоренца

На заряд, движущийся в магнитном поле, действует сила, которую мы будем называть *магнитной*. Эта сила определяется зарядом q , скоростью его движения $\vec{v}$ и магнитной индукцией $\vec{B}$ в той точке, где находится заряд в рассматриваемый момент времени. Предположим, что модуль силы $\vec{F}$ пропорционален каждой из трех величин q , v , и B . Кроме того, $\vec{F}$ зависит от взаимной ориентации векторов $\vec{v}$ и $\vec{B}$.

Чтобы «сконструировать» вектор $\mathbf{F}$ из скаляра q и векторов $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$, перемножим $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$ векторно и умножим затем получившийся результат на скаляр q . В итоге получим выражение

$$\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}] - \text{сила Лоренца.}$$

Модуль магнитной силы равен

$$F = qvB \sin(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad \text{или} \quad F = qvB \sin \alpha, \quad (3.10)$$

где α – угол между векторами $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$.

Из выражений (3.10) вытекает, что заряд, движущийся вдоль линий магнитного поля, не испытывает действия магнитной силы, т.е. угол $(\vec{v} \wedge \vec{B}) = 0$ и поэтому $F = 0$.

Направлена магнитная сила перпендикулярна к плоскости, в которой лежат векторы $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$ (рис. 3.29). Если заряд q положителен, направление силы совпадает с направлением вектора $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$. В случае отрицательного заряда направления векторов $\mathbf{F}$ и $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ противоположны.

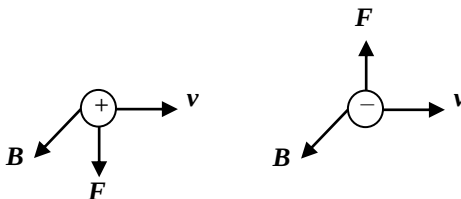


Рис. 3.29

Поскольку магнитная сила всегда направлена перпендикулярно к скорости заряженной частицы, она работы над частицей не совершает. Следовательно, действуя на заряженную частицу постоянным магнитным полем, изменить ее энергию нельзя.

3.3.8. Силы, действующие на проводник с током в магнитном поле. Закон Ампера

Рассмотрим проводник с током I , который расположен в однородном магнитном поле с индукцией B (рис. 3.30). На каждый электрон, движущийся в проводнике со скоростью $\vec{v}$, действует сила Лоренца

$$\vec{F}_e = -e[\vec{v} \times \mathbf{B}],$$

где e – отрицательный заряд электрона.

Вычислим силу, действующую на элемент проводника длиной dl . Вектор $d\vec{l}$ совпадает с направлением тока в проводнике. Если в элементе проводника длиной dl находится N электронов, то искомая сила равна

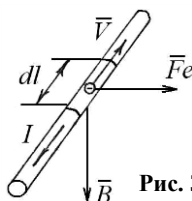


Рис. 3.30

$$d\vec{F} = -Ne[\vec{v} \times \vec{B}]. \quad (3.11)$$

На основании определения силы тока имеем

$$Ne = Idt,$$

где dt – время, за которое электроны проходят элемент проводника длиной dl . Следовательно, выражение (3.11) преобразуется к виду

$$d\vec{F} = -Idt[\vec{v} \times \vec{B}]$$

или

$$d\vec{F} = -I[\vec{v}dt \times \vec{B}].$$

Учитывая, что $\vec{v}dt = -d\vec{l}$, получим

$$d\vec{F} = I[d\vec{l} \times \vec{B}].$$

Численное значение силы, действующей со стороны магнитного поля на элемент проводника длиной dl , равно

$$dF = IBdl \sin(\vec{dl} \wedge \vec{B}) - \text{закон Ампера.}$$

Таким образом, сила, действующая на элемент проводника длиной dl в магнитном поле, прямо пропорциональна силе тока I в проводнике, элементу длины dl , магнитной индукции B и синусу угла между направлением тока в проводнике и вектором $\vec{B}$. Этот закон был получен Ампером экспериментально.

В случае однородного магнитного поля, когда величина и направление вектора $\vec{B}$ во всех точках пространства одинакова, получим

$$F = IBl \sin(\vec{l} \wedge \vec{B}),$$

где l – длина проводника, находящегося в однородном магнитном поле.

Направление силы $d\vec{F}$ и $\vec{F}$ определяется в соответствии с законом Ампера по *правилу левой руки*.

Правило левой руки. Руку располагаем так, чтобы вектор магнитной индукции входил в ладонь, четыре пальца совпадают с направлением тока, тогда большой палец укажет направление движения проводника.

3.3.9. Контур с током в магнитном поле

Поместим в однородное магнитное поле прямоугольную рамку с током так, чтобы угол α между направлением нормали $\vec{n}$ к плоскости рамки и вектором $\vec{B}$ магнитной индукции был произвольным (рис. 3.31, а).

Пользуясь правилом левой руки, легко убедиться, что силы $\vec{F}'$, действующие на участки CD и AN , равны по величине и противоположны по направлению. Эти силы стремятся деформировать рамку. Силы $\vec{F}$, действующие на участки AC и ND , одинаковы, но они образуют пару сил, которая создает вращающий момент вокруг вертикальной оси (рис. 3.31, а).

Для вычисления момента силы, действующей на рамку, обратимся к рис. 3.31, б, где изображено поперечное сечение рамки. Обозначим стороны рамки: $AN = CD = a$; $AC = DN = l$. Момент сил, действующих на рамку, равен

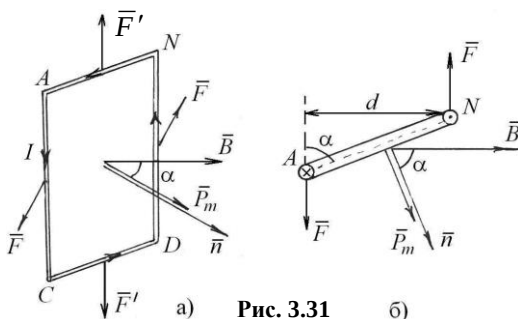


Рис. 3.31 б)

$$M = Fd .$$

Учитывая, что $F = IBl$; $\sin \alpha = \frac{d}{a}$, $d = a \sin \alpha$, получим

$$M = IBla \sin \alpha \quad \text{или} \quad M = ISB \sin \alpha, \quad (3.12)$$

где $S = al$ – площадь рамки с током.

Произведение силы тока в рамке на ее площадь назовем *магнитным моментом кругового тока*:

$$p_m = IS . \quad (3.13)$$

Магнитный момент кругового тока – векторная величина. Вектор $\vec{p}_m$ направлен перпендикулярно к плоскости рамки так, что из конца вектора $\vec{p}_m$ ток в рамке виден идущим против часовой стрелки (рис. 3.31, а). На основании выражения (3.13) формулу (3.12) можно записать в виде

$$M = p_m B \sin \alpha = p_m B \sin(\vec{p}_m \wedge \vec{B}), \quad (3.14)$$

где α – угол между векторами $\vec{p}_m$ и $\vec{B}$.

Вращающий момент сил $\vec{M}$, действующий на рамку, стремится установить рамку так, чтобы векторы $\vec{p}_m$ и $\vec{B}$ были параллельны или антипараллельны. При этом плоскость рамки в магнитном поле стремится установиться перпендикулярно к силовым линиям магнитного поля. Выражение (3.14) можно записать в векторной форме

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \times \vec{B}] .$$

Все три вектора $\vec{p}_m$, $\vec{B}$ и $\vec{M}$ образуют правую тройку векторов, причем вектор $\vec{M}$ направлен вдоль оси вращения рамки.

В неоднородном магнитном поле, если магнитный момент $\vec{p}_m$ совпадает с внешним полем $\vec{B}$, сила $\vec{F}$ *втягивает контур в область более сильного поля* $\vec{B}$. При их несовпадении контур будет выталкиваться из сильного поля.

3.3.10. Работа по перемещению проводника и контура с током в магнитном поле

Известно, что на проводник с током в магнитном поле действует сила, подчиняющаяся закону Ампера. Если проводник с током не закреплен, то под действием магнитных сил он будет перемещаться, совершая при этом механическую работу против внешних сил.

Вычислим работу dA , совершаемую магнитными силами при перемещении элемента dl проводника с током I в магнитном поле B . Для простоты предположим, что элемент проводника перемещается в направлении действующей на него силы $d\vec{F}$ (рис. 3.22). При этом элементарная работа dA равна

$$dA = dF dx.$$

По закону Ампера имеем

$$dF = IB dl \sin \alpha,$$

где α – угол между векторами $\vec{B}$ и $d\vec{l}$. Подставив это выражение силы в формулу, получим

$$dA = IB dl dx \sin \alpha.$$

Учитывая, что $dl dx = dS$ представляет собой площадь поверхности, описанной элементом проводника при его перемещении на расстояние dx , получим

$$dA = IB dS \sin \alpha.$$

Из рисунка 3.32 видно, что $B \sin \alpha = B_n$ – проекция вектора $\vec{B}$ на направление нормали $\vec{n}$ к площадке dS . Следовательно, имеем

$$dA = IB_n dS. \quad (3.15)$$

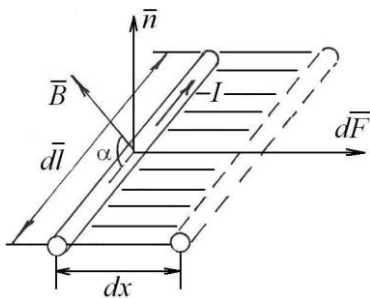


Рис. 3.32

Согласно определению, данному ранее, величина $B_n dS$ представляет собой элементарный поток Φ вектора магнитной индукции сквозь поверхность dS , т.е.

$$B_n dS = d\Phi.$$

На основании этого выражение (3.15) можно записать в виде

$$dA = Id\Phi.$$

Интегрируя это выражение для конечного процесса:

$$\int_0^A dA = I \int_0^\Phi d\Phi,$$

получим

$$A = I\Phi.$$

Таким образом, приходим к выводу: *работа, совершаемая магнитными силами при перемещении проводника с током в магнитном поле, равна произведению силы тока на величину магнитного потока сквозь поверхность, которую описывает проводник при своем движении.*

Причем работа совершается не за счет энергии внешнего магнитного поля, а за счет источника, поддерживающего ток в контуре неизменным.

3.3.11. Эффект Холла

Э. Холл (США) обнаружил в 1880 г. явление, названное эффектом Холла.

Суть явления заключается в возникновении ЭДС на гранях, перпендикулярных току, в пластине, помещенной в магнитное поле, где вектор индукции магнитного поля B перпендикулярен току I (рис. 3.33)

$$\varepsilon_{1,2\text{Холл}} = K \frac{I}{b} B,$$

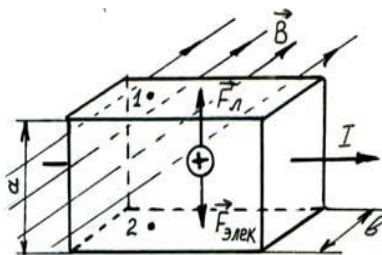


Рис. 3.33

где K – коэффициент Холла.

Возникновение ЭДС на гранях пластины означает появление в проводнике сторонних сил. В явлении Холла эту роль играют силы Лоренца. Разделение зарядов продолжается до выравнивания электрических и сторонних сил

$$\vec{F}_{\text{электр}} = \vec{F}_L, \quad \text{при этом} \quad U_{1,2} = -\varepsilon_{1,2\text{Холл}}.$$

Для длинной и широкой пластин поле однородно. Поэтому

$$|U_{1,2}| = Ea .$$

Так как $F_{\text{Л}} = qvB$; $F_{\text{электр}} = qE$; $\rightarrow vB = E$.

Скорость v можно определить из плотности тока, $j = nqv$ или

$$j = \frac{I}{S} = \frac{I}{ab} .$$

Тогда $|U_{1,2}| = |\epsilon_{1,2\text{холл}}| = Ea = vBa = \frac{j}{nq} Ba = \frac{IBa}{abnq} = \frac{1}{nq} \frac{I}{b} B = K \frac{I}{b} B$.

Полярность ЭДС определяется носителями зарядов в образце. Определяя $\epsilon_{\text{холл}}$ на опыте, можно определить характер проводимости в проводниках и полупроводниках.

3.4. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ

3.4.1. Намагничивание магнетика. Магнитный момент атома

В предыдущих лекциях мы рассматривали провод, по которому течет ток и создает магнитное поле с индукцией $\vec{B}_0$, находящийся в вакууме. Если провод с током находится в какой-либо среде, магнитное поле изменяется. Это объясняется тем, что всякое вещество является *магнетиком*, т.е. способно под действием внешнего магнитного поля намагничиваться. Намагниченное вещество создает «собственное или внутреннее» магнитное поле $\vec{B}'$, которое накладывается на внешнее поле $\vec{B}_0$. Оба поля в сумме дают результирующее поле

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'.$$

Объяснил намагничивание тел Ампер. Он предположил, что в молекулах вещества циркулируют круговые молекулярные токи (микротоки), обусловленные движением электрона по орбите (рис. 3.34).

Каждый ток обладает магнитным моментом $\vec{p}_m$ и создает в окружающем пространстве магнитное поле:

$$\vec{p}_m = i_e S,$$

где S – площадь кругового тока.

$$L_i = mvr - \text{орбитальный механический}$$

момент.

В отсутствие внешнего поля магнитные моменты $\vec{p}_m$ отдельных молекул ориентированы беспорядочно, поэтому результирующее поле равно нулю $\vec{B}' = 0$. Под действием внешнего поля магнитные моменты $\vec{p}_m$ атомов или молекул ориентируются в одном направлении, вследствие чего возникает внутреннее поле $\vec{B}'$. Ориентация магнитных моментов молекулярных токов приводит к намагничиванию вещества.

Мерой намагничивания является вектор намагниченности или намагниченность и обозначается буквой $\vec{J}$. Для однородного магнетика вектор намагниченности есть векторная величина магнитных моментов всех молекул, отнесенная к единице объема вещества:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \vec{p}_m,$$

где ΔV – бесконечно малый объем в окрестности некоторой точки магнетика.

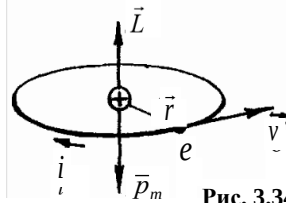


Рис. 3.34

Единицей измерения вектора намагниченности является

$$\frac{\text{А} \cdot \text{м}^2}{\text{м}^3} = \frac{\text{А}}{\text{м}}.$$

Вектор намагниченности измеряется в тех же единицах, что и напряженность магнитного поля $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$.

3.4.2. Напряженность и индукция магнитного поля в магнетике

Индукция $\vec{B}_0$ определяется токами, создающими внешнее магнитное поле:

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}.$$

Индукция $\vec{B}'$ определяется молекулярными токами, т.е. это поле создается самим веществом (магнетиком).

$$\vec{B}' = \mu_0 \vec{J}.$$

Результирующее магнитное поле внутри вещества

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{J}. \quad (3.16)$$

Отсюда, *напряженность магнитного поля* определяется выражением

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J}.$$

Опыт показывает, что вектор намагниченности $\vec{J}$ связан с напряженностью $\vec{H}$ магнитного поля выражением

$$\vec{J} = \chi \vec{H}, \quad (3.17)$$

где χ – безразмерная величина, зависит от природы вещества магнетика, называется *магнитная восприимчивость*.

Подставив выражение (3.17) в формулу (3.16), получим

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi \vec{H} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \quad \text{или} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 (1 + \chi)}.$$

Здесь $\mu = 1 + \chi$ безразмерная величина, называется *относительная магнитная проницаемость* или просто *магнитная проницаемость* вещества.

С учетом μ индукцию $\vec{B}$ и напряженность H магнитного поля можно записать как

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{или} \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}.$$

Магнитная восприимчивость χ бывает как положительной, так и отрицательной. Поэтому магнитная проницаемость μ может быть как больше, так и меньше единицы.

3.4.3. Виды магнетиков

Все вещества по магнитным свойствам делятся на три группы: *диамагнетики*, *парамагнетики*, *ферромагнетики*.

1. *Диамагнетики*, у которых χ отрицательна и мала по величине ($\chi < 0, \mu < 1$); вектор намагничивания $\vec{J}$ направлен противоположно $\vec{H}$ ($\vec{J} = -\chi\vec{H}$).

Магнитные моменты атомов или молекул без внешнего магнитного поля равны нулю. При внесении диамагнетика в магнитное поле в каждом его атоме наводится магнитный момент $\vec{p}_m$, противоположный напряженности поля $\vec{H}$, поэтому результирующее поле в диамагнетиках $\vec{B}$ всегда слабее внешнего $\vec{B}_0$.

Диамагнетиками являются инертные газы, органические соединения, некоторые металлы (Bi, Zn, Au, Cu, Ag, Hg), вода, смолы, водород, стекло, мрамор. Восприимчивость χ диамагнетиков лежит в пределах: у меди $\chi = -0,84 \cdot 10^{-7}$, у воды $\chi = -9 \cdot 10^{-6}$, у серебра $\chi = -2,5 \cdot 10^{-5}$, у висмута $\chi = -1,7 \cdot 10^{-4}$.

2. *Парамагнетики*, у которых χ положительна и достигает небольших значений ($\chi > 0, \mu > 1$); вектор намагничивания $\vec{J}$ совпадает с $\vec{H}$ ($\vec{J} = \chi\vec{H}$).

Магнитное поле стремится установить магнитные моменты $\vec{p}_m$ атомов вдоль $\vec{H}$, тепловое движение стремится разбросать их равномерно по всем направлениям. В результате устанавливается некоторая преимущественная ориентация моментов вдоль поля, тем большая, чем больше $\vec{H}$, и тем меньшая, чем выше температура.

Парамагнетиками являются Na, K, Rb, Cs, Mg, Al, Mn, Pt, растворы солей железа, некоторые газы и др. Восприимчивость парамагнетиков χ при обычных температурах лежит в пределах от 10^{-3} до 10^{-6} . Так, у кислорода $\chi = 1,9 \cdot 10^{-6}$, у алюминия $\chi = 2 \cdot 10^{-5}$, у платины $\chi = 3 \cdot 10^{-4}$, у хлор-железа (Fe Cl₃) $\chi = 2,5 \cdot 10^{-3}$. Восприимчивость парамагнетиков зависит от температуры (закон Кюри):

$$\chi = \frac{C}{T},$$

где C – постоянная Кюри, зависящая от рода вещества.

3. **Ферромагнетики**, у которых χ положительна и достигает больших значений ($\chi \gg 0$, $\mu \gg 1$); вектор намагничивания $\vec{J}$ совпадает с $\vec{H}$ ($\vec{J} = \chi \vec{H}$).

Ферромагнетики – особый класс магнетиков. Это Fe, Co, Ni, Gd (гадолиний), сплавы и соединения этих элементов, а также некоторые сплавы и соединения Mn и Cr с неферромагнитными элементами, например MnAlCu, MnBi, CrTe и др.

У ферромагнетиков магнитная восприимчивость χ непостоянна и является функцией напряженности магнитного поля, т.е. $\chi = \chi(H)$. Они способны намагничиваться очень сильно (внутреннее поле в таких веществах может в 102 – 1010 раз превышать внешнее магнитное поле). Максимальное значение μ для ферромагнетиков очень велико. Для железа $\mu_{\max} = 5000$, для пермаллоя (78% никеля и 22% железа) $\mu_{\max} = 100\,000$.

Вид зависимости $\vec{J}$ от $\vec{H}$ для всех магнетиков, представлен на рис. 3.35.

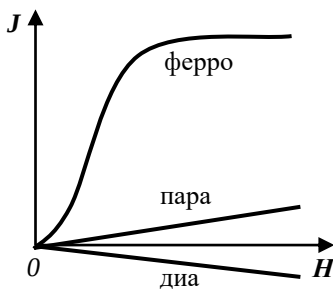


Рис. 3.35

3.4.4. Ферромагнетизм

Как видно из рис. 3.35, в отличие от диа- и парамагнетиков, у которых вектор намагниченности $\vec{J}$ прямо пропорционален напряженности $\vec{H}$ намагничивающего поля, у ферромагнетиков намагниченность является весьма сложной функцией напряженности. Рассмотрим график для ферромагнетиков более подробно.

Этот график называется кривой намагничивания. Намагниченность ферромагнетиков сначала быстро нарастает с ростом напряженности магнитного поля, затем при $H > 100$ А/м наступает магнитное насыщение, когда намагниченность J уже практически перестает зависеть от величины намагничивающего поля. Кривая намагничивания железа была впервые получена и подробно исследована русским ученым А. Г. Столетовым.

Зависимость магнитной индукции $\bar{B}$ от напряженности поля $\bar{H}$ для ферромагнетиков также является нелинейной. Напомним, что $B = \mu_0 H + \mu_0 J$. Поэтому по достижению насыщения B продолжает расти с H по линейному закону:

$$B = \mu_0 H + \text{const},$$

где $\text{const} = \mu_0 J_{\text{нас}}$.

Следовательно, магнитная проницаемость μ ферромагнетика также зависит от напряженности намагничивающего поля $\bar{H}$, т.е. $\mu = \mu(H)$. Магнитная проницаемость ферромагнетиков вначале быстро растет с возрастанием $\bar{H}$, достигает максимума, а затем убывает ($\max \mu = \max \text{tg } \bar{B}/\bar{H}$) (рис. 3.36).

Кроме нелинейной зависимости между H и J (или между H и B), для ферромагнетиков характерно также наличие гистерезиса. Если довести намагничивание до насыщения (точка 1 на рис. 3.37) и затем уменьшать напряженность магнитного поля, то индукция B следует не по первоначальной кривой 0-1, а изменяется в соответствии с кривой 1-2. В результате, когда напряженность внешнего поля станет равной нулю (точка 2), намагничивание не исчезает и характеризуется величиной $B_{\text{ос}}$, которая называется остаточной индукцией. Намагниченность имеет при этом значение $J_{\text{ос}}$, называемое остаточной намагниченностью.

Индукция B обращается в нуль лишь под действием поля $H_{\text{к}}$, имеющего направление, противоположное полю, вызвавшему намагничивание. Напряженность $H_{\text{к}}$ называется коэрцитивной силой.

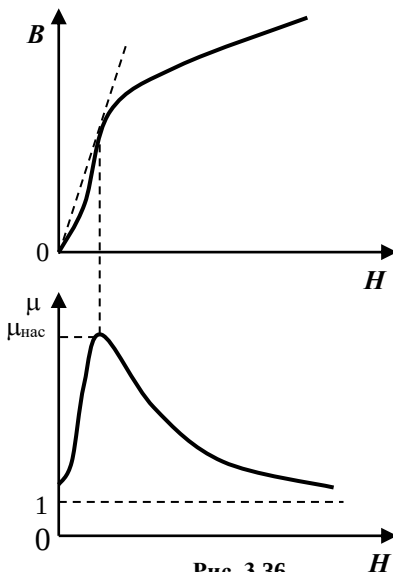


Рис. 3.36

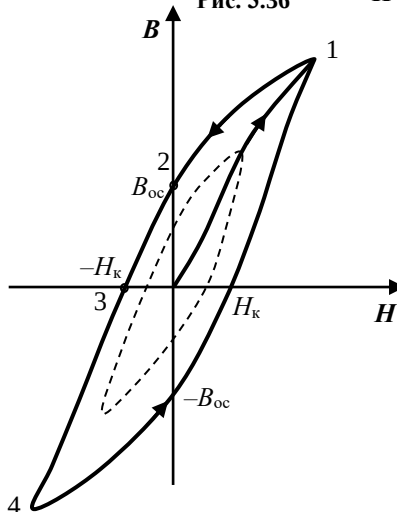


Рис. 3.37

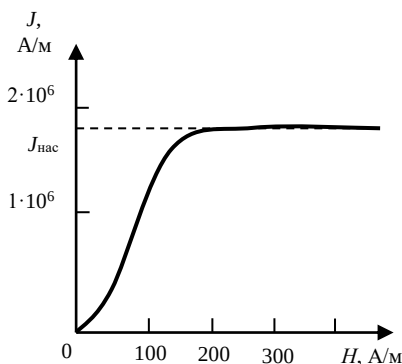


Рис. 3.38

При действии на ферромагнетик переменного магнитного поля индукция изменяется в соответствии с кривой 1-2-3-4-5-1 (рис. 3.37), которая называется петлей гистерезиса. Если значения H такие, что намагниченность достигает насыщения, получается максимальная петля гистерезиса (сплошная петля на рис. 3.37). Если при H насыщения не достигается, получается петля, называемая частным циклом (пунктирная кривая на рис. 3.38). Частных циклов может быть множество, все они лежат внутри максимальной петли гистерезиса.

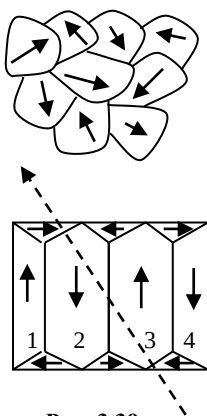


Рис. 3.39

Величины B_{oc} (или J_{oc}), H_k и $\mu_{макс}$ являются основными характеристиками ферромагнетика. Ферромагнетики с узкой петлей гистерезиса (с малой H_k) называются *магнитомягкими*. Они используются для сердечников трансформаторов и электродвигателей. Ферромагнетики с широкой петлей гистерезиса (с большой $H_k > 4000$ А/м) называются *магнитотвердыми*. Они используются для изготовления постоянных магнитов, которые благодаря остаточной намагниченности J_0 обладают магнитным моментом и без затрат энергии создают магнитное поле.

3.4.5. Природа ферромагнетизма

Теория ферромагнетизма была создана Я. И. Френкелем и В. Гейзенбергом в 1928 году. Из опытов следует, что ответственными за магнитные свойства ферромагнетиков являются собственные (спиновые) магнитные моменты электронов.

В ферромагнетиках между атомами могут возникать силы, которые заставляют магнитные моменты электронов выстраиваться параллельно друг другу. В результате возникают области спонтанного (самопроизвольного) намагничивания, которые называют доменами. Это объясняется тем, что в атомах железа в 3-й оболочке имеется четыре электрона, спиновые магнитные моменты которых ориентированы в одном направлении. Эти электроны во всех атомах домена имеют одну и ту же ориентацию за счет магнитных моментов этих электронов, и создается намагниченность каждого домена до насыщения. Направления магнитных моментов для разных доменов различны (рис.), так что в отсутствие внешнего поля суммарный момент всего тела равен нулю. Размеры доменов $1 \dots 10$ мкм.

Под действием на домены внешнего поля H вначале, при слабых полях, границы доменов смещаются, в результате чего увеличиваются те домены, моменты которых имеют с H меньший угол, за счет доменов, у которых угол между векторами m и H больше. Например, домены 1 и 3 увеличиваются за счет доменов 2 и 4. С увеличением напряженности поля этот процесс идет дальше, пока домены, которые обладают в магнитном поле меньшей энергией не поглотят энергетически менее выгодные домены. На следующей стадии происходит поворот магнитных моментов доменов в направлении поля. При очень больших магнитных полях происходит полная ориентация магнитных моментов доменов и наступает насыщение. При уменьшении поля домены разориентируются не все и возникает остаточная намагниченность, что служит причиной гистерезиса. Для полной переориентации доменов нужно поменять направление магнитного поля.

Для каждого ферромагнетика имеется определенная температура T_c , при которой области спонтанного намагничивания распадаются и вещество утрачивает ферромагнитные свойства. Эта температура называется точкой Кюри. Для железа она равна 768°C , для никеля – 365°C . При температуре выше точки Кюри ферромагнетик становится парамагнетиком. Ферромагнетики – ферриты. Предназначены для работы на высоких частотах.

3.5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ

3.5.1. Явление электромагнитной индукции

В 1831 году Фарадей обнаружил, что в замкнутом проводящем контуре при изменении потока магнитной индукции через внутреннюю поверхность этого контура возникает электрический ток. Это явление называют *электромагнитной индукцией*, а возникающий ток *индукционным*.

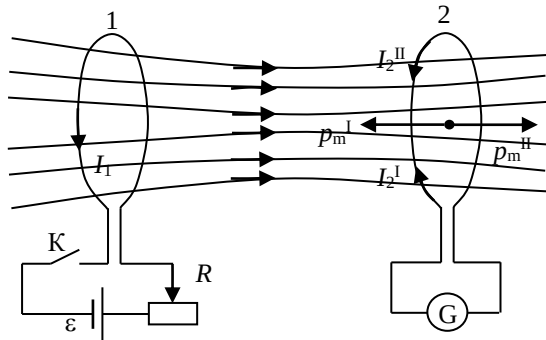


Рис. 3.40

Фарадей рассмотрел два контура 1 и 2, гальванически не связанные (рис. 3.40). Силу тока I_1 в контуре 1 можно изменять с помощью ключа К или реостата R . Опыт показал, что при замыкании ключа К или размыкании в контуре 2 возникал индукционный ток I_2 , регистрируемый гальванометром G .

Причем при замыкании и размыкании направление тока I_2 менялось на противоположное. Если в контуре 1 ток I_1 течет постоянно, то ток I_2 не возникает.

Он пришел к выводу, что этот ток создает магнитное поле контура 1, пронизывающее контур 2. Если увеличить ток I_1 с помощью реостата R , поток магнитной индукции Φ через контур 2 будет расти. Это также приводит к появлению в контуре 2 индукционного тока I_2 . Уменьшение тока I_1 уменьшает поток Φ через контур 2 и вызывает в нем ток I_2 противоположного направления. Индукционный ток I_2 можно вызвать также, приближая контур 2 к контуру 1 или удаляя их. В обоих случаях направления возникающего тока противоположны. Ток I_2 возникает и при повороте контуров 1 или 2.

Явление электромагнитной индукции показывает, что при изменении магнитного потока Φ в контуре возникает *электродвижущая сила индукции* – ϵ . Величина ϵ не зависит от способа, как изменяется магнитный поток Φ , а определяется скоростью изменения Φ , т.е.

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad \text{— закон Фарадея.}$$

При изменении знака $d\Phi/dt$ направление ε меняется по *правилу Ленца*.

Правило Ленца гласит, что *индукционный ток всегда направлен так, чтобы противодействовать причине, его вызывающей*. Если изменение Φ вызвано перемещением контура 2, то возникает индукционный ток I_2 такого направления, что сила взаимодействия с контуром 1 противится движению контура. При приближении контура 2 к 1 возникает ток I_2^I , магнитный момент которого направлен противоположно полю тока I_1 (угол α между векторами p_m^I и $\mathbf{B}$ равен π) и на контур 2 будет действовать сила, отталкивающая его от контура 1. При удалении контуров возникает ток I_2^{II} , момент которого p_m^{II} совпадает по направлению с полем тока I_1 ($\alpha = 0$), и сила, действующая на контур 2, направлена к контуру 1.

При неподвижных контурах и изменении тока I_1 , ток в контуре 2 будет стремиться ослабить или поддержать внешний магнитный поток неизменным. При увеличении I_1 возникает ток I_2^I . При уменьшении I_1 возникает ток I_2^{II} .

3.5.2. Явление самоиндукции

Рассмотрим замкнутую цепь, состоящую из источника постоянного тока и реостата (рис. 3.41). Электрический ток I , проходя по проводнику, создает магнитное поле. Это магнитное поле с индукцией $\vec{B}$ создает собственный поток Φ_c сквозь поверхность, ограниченную контуром:

$$\Phi_c = \int_S B_n dS,$$

где B_n — проекция вектора $\vec{B}$ на нормаль к элементу поверхности площадью dS .

Из закона Био–Савара–Лапласа следует, что при отсутствии ферромагнитной среды величина вектора магнитной индукции $\vec{B}$ пропорциональна току I , т.е. $B \sim I$. Следовательно, и собственный магнитный поток Φ_c будет пропорционален току I :

$$\Phi_c = LI,$$

где L — коэффициент пропорциональности, называется *индуктивностью* контура.

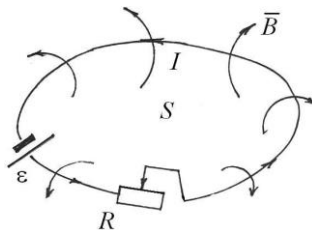


Рис. 3.41

По физическому смыслу индуктивность показывает величину собственного потока вектора магнитной индукции сквозь поверхность контура при токе, равном единице:

$$L = \frac{\Phi_c}{I}.$$

Величина индуктивности зависит от геометрических размеров и формы проводника, а также от магнитной проницаемости окружающей среды.

За единицу индуктивности принимается – генри (Гн):

$$1 \text{ Гн} = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ А}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}.$$

Если контур содержит N витков, то имеем

$$L = \frac{N\Phi_c}{I} \quad \text{или} \quad L = \frac{NBS}{I}.$$

С учетом ферромагнитной среды *индуктивность соленоида* длиной l

$$L = \mu_0 \mu n^2 l S = \mu_0 \mu n^2 V \quad \text{или} \quad L = \mu_0 \mu N^2 \frac{S}{l},$$

где $n = N/l$ – число витков на единицу длины соленоида (катушки); $V = Sl$ – его объем.

Если изменять реостатом ток в замкнутом контуре, то в нем будет изменяться собственный поток вектора магнитной индукции Φ_c , и на основании закона электромагнитной индукции в контуре будет наводиться ЭДС самоиндукции

$$\varepsilon_{si} = -\frac{d\Phi_c}{dt} \quad \text{или} \quad \varepsilon_{si} = -L \frac{di}{dt}.$$

Под действием ЭДС самоиндукции в контуре появляется ток самоиндукции i , который согласно правилу Ленца направлен так, что он противодействует изменению основного тока, обусловленного источником.

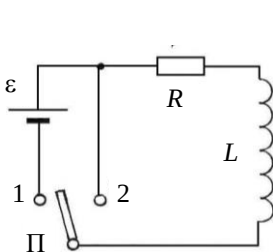
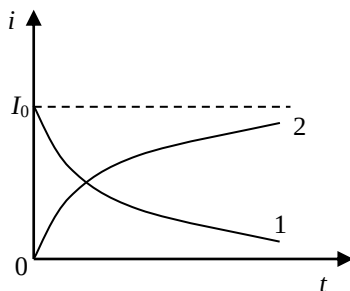


Рис. 3.42



Рассмотрим цепь и найдем характер измерения тока при переводе переключателя Π из положения 1 в положение 2. С учетом явления самоиндукции в катушке возникает убывающий ток (кривая 1, рис. 3.42)

$$i = I_0 e^{-\frac{R}{L}t} \text{ или } i = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

где $\tau = \frac{L}{R}$ – постоянная времени цепи; $I_0 = \frac{\varepsilon}{R}$ – постоянный ток.

При этом совершается работа за счет самоиндукции, т.е. катушка L , по которой течет ток i , обладает энергией магнитного поля $W_L = \frac{Li^2}{2}$. При подключении к источнику ЭДС ε (Π в 1) возникает ток $i = I_0(1 - e^{-\frac{R}{L}t})$ (кривая 2, рис. 3.42).

3.6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

3.6.1. Электрический колебательный контур

Периодические колебания величин, характеризующих электрические и магнитные поля, называются *электромагнитными колебаниями*. Электрическая цепь, в которой могут происходить электромагнитные колебания, называется *колебательным контуром*. Простейший колебательный контур состоит из индуктивности и емкости (рис. 3.43). Контур без потерь с $R = 0$ называется *идеальным контуром*.

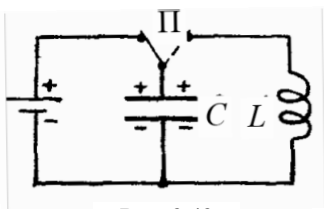


Рис. 3.43

Чтобы вызвать колебания, зарядим от источника тока конденсатор. Его электрическое поле обладает энергией

$$W_C = \frac{q_m^2}{2C},$$

где q_m – заряд, сообщенный конденсатору.

Отключив конденсатор от источника тока, замкнем его на индуктивность. Конденсатор начнет разряжаться, и благодаря явлению самоиндукции в цепи будет нарастать электрический ток. В некоторый момент ток в катушке достигнет максимального значения I_m , а конденсатор полностью разрядится. Магнитное поле катушки будет иметь максимальное значение энергии

$$W_L = \frac{LI_m^2}{2}.$$

Так как активное сопротивление контура равно нулю, то отсутствуют потери энергии на нагревание проводников. Следовательно, по закону сохранения энергии имеем $W_C = W_L$ или $\frac{q_m^2}{2C} = \frac{LI_m^2}{2}$. Далее колебательный процесс будет повторяться, т.е. совершают колебания электрический заряд q , ток I и напряжение U на конденсаторе.

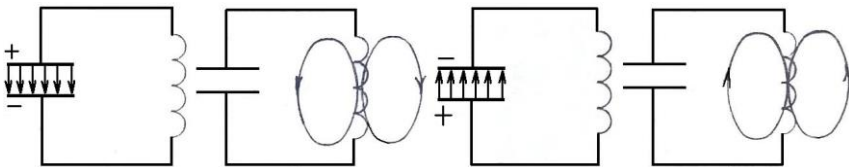


Рис. 3.44

Приравняв $U_C = \varepsilon_{si}$ и подставив ток $I = \frac{dq}{dt}$ в ЭДС $\varepsilon_{si} = -L \frac{dI}{dt} = -L \frac{d^2q}{dt^2}$ и $U_C = \frac{q}{C}$, получим дифференциальное уравнение колебаний в идеальном контуре

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{C} q = 0 \quad \text{или} \quad \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0,$$

обозначив $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$, имеем $\ddot{q} + \omega_0^2 q = 0$.

Решением дифференциального уравнения является уравнение гармонических колебаний $q = q_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$. Здесь q_m – амплитуда заряда;

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ – собственная круговая частота колебаний в идеальном контуре;

φ_0 – начальная фаза, период колебаний $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}$; закон изменения

тока $i = I_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0)$; закон изменения напряжения

$u_C = U_m \sin(\omega_0 t + \varphi_0)$; амплитуда $U_m = \frac{q_m}{C} = \rho I_m$; $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ – волновое сопротивление.

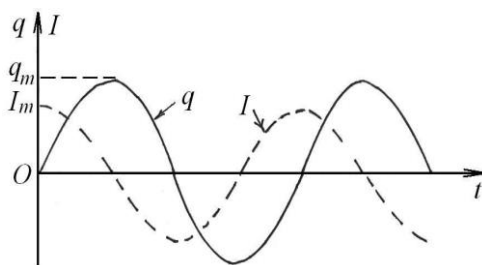


Рис. 3.45

3.6.2. Свободные колебания в реальном колебательном контуре

Любой реальный контур обладает активным сопротивлением ($R \neq 0$) (рис. 3.46). Первоначально запасенная энергия будет постепенно расходоваться на нагревание проводников, из-за чего свободные колебания будут затухающими.

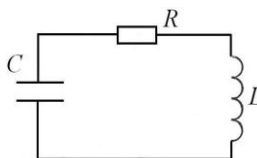


Рис. 3.46

Согласно правилу Кирхгофа для цепи имеем: $U_R + U_C = \varepsilon_{si}$,
 $U_R = IR = R \frac{dq}{dt}$, тогда $\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0$. Здесь $\frac{R}{L} = 2\beta$ или $\beta = \frac{R}{2L}$ – коэффициент затухания.

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = 0 \text{ – дифф. ур. для реальных свободных колебаний.}$$

Решение этого уравнения при $\beta < \omega_0$ имеет вид
 $q = q_{0m} e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0)$.

Здесь $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$ – частота реальных колебаний в контуре ($\omega < \omega_0$).

Собственные затухающие колебания не являются гармоническими: амплитуда таких колебаний с течением времени уменьшается по закону (рис. 3.47): $q_{0m} e^{-\beta t} = q_m$, где q_{0m} – начальная амплитуда заряда.

Затухающие колебания принято характеризовать логарифмическим декрементом затухания, который показывает относительную убыль амплитуды колебаний за период:

$$\lambda = \ln \frac{q_m(t)}{q_m(t+T)} = \beta T.$$

Колебательный контур характеризуют *добротностью*

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} \text{ или } Q = \frac{\omega L}{R}.$$

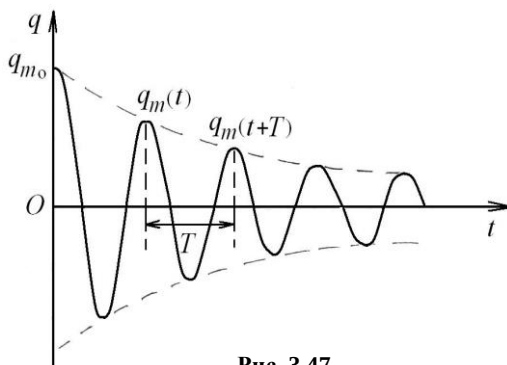


Рис. 3.47

3.6.3. Вынужденные электромагнитные колебания

Под *вынужденными колебаниями* в контуре понимают колебания, которые возникают в нем под действием внешнего периодически изменяющегося напряжения.

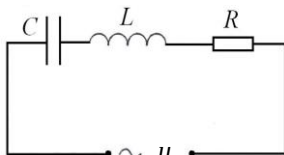
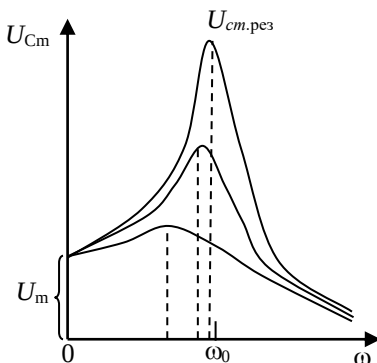


Рис. 3.48



Пусть на последовательный контур, состоящий из конденсатора емкостью C , катушки индуктивности L и активного сопротивления R , подается внешнее напряжение, изменяющееся по гармоническому закону: $u = U_m \cos \omega t$, где U_m – амплитуда; ω – круговая частота (рис. 3.48).

Если поданная ω совпадает с ω_0 , то возникает *резонанс*.

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = \frac{U_m}{L} \cos \omega t.$$

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0,$$

$$\frac{U_{Cm,pez}}{U_m} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q.$$

Здесь $\omega L = X_L$ – реактивное сопротивление катушки индуктивности;

$\frac{1}{\omega C} = X_C$ – реактивное сопротивление конденсатора; $I_m = \frac{U_m}{Z}$ – закон

Ома переменного тока; $Z = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C} - \omega L\right)^2}$ – полное сопротивление.

3.7. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА

3.7.1. Первое уравнение Максвелла. Вихревое электрическое поле

Между электрическими зарядами и токами и создаваемыми ими электрическими и магнитными полями существует связь. Эта связь проявляется тем, что электрическое и магнитное поля способны порождать друг друга. При всяком изменении магнитного поля возникает электрическое поле и, наоборот, при всяком изменении электрического поля возникает магнитное поле.

Из закона электромагнитной индукции следует, что при изменении потока вектора магнитной индукции сквозь поверхность S , ограниченную проводящим контуром, в нем возникает ЭДС индукции

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_S B_n dS. \quad (3.18)$$

Причиной появления ЭДС, а следовательно, и индукционного тока в проводнике является возникновение *вихревого электрического поля* $\vec{E}$, которое выполняет для носителей тока роль сторонних сил. ЭДС индукции равна циркуляции вектора напряженности поля $\vec{E}$ сторонних сил по замкнутому контуру L :

$$\varepsilon_i = \oint_L \vec{E} d\vec{l}.$$

Изменим порядок дифференцирования и интегрирования в формуле (3.18) и приравняем правые части последних двух выражений. Получим **первое уравнение Максвелла** в интегральной форме:

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad \text{или} \quad \oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\int_S \left(\frac{dB}{dt} \right)_n dS. \quad (3.19)$$

Циркуляция вектора напряженности электрического поля по произвольному замкнутому контуру L равна взятой с обратным знаком скорости изменения магнитного потока сквозь поверхность, ограниченную контуром.

То есть изменяющееся со временем магнитное поле $\vec{B}$ обуславливает появление в пространстве вихревого электрического поля $\vec{E}$ независимо от присутствия в этом пространстве проводящего контура. Первое уравнение Максвелла (3.19) является обобщением закона Фарадея об электромагнитной индукции.

3.7.2. Ток смещения. Второе уравнение Максвелла

Другое фундаментальное положение теории Максвелла гласит, что переменное электрическое поле создает магнитное поле.

Рассмотрим процесс разрядки конденсатора (рис. 3.49). Ток проводимости при этом равен

$$I_{\text{пр}} = -\frac{dq}{dt}. \quad (3.20)$$

Учитывая, что заряд $q = \sigma S$ или $dq = S d\sigma$,

где σ – поверхностная плотность зарядов, получим

$$I_{\text{пр}} = -S \frac{d\sigma}{dt} \quad (3.21)$$

Плотность тока проводимости равна

$$j_{\text{пр}} = \frac{I_{\text{пр}}}{S} = -\frac{d\sigma}{dt}. \quad (3.22)$$

В пространстве между обкладками имеется изменяющееся электрическое поле, которое характеризуется вектором электрического смещения $\vec{D}$ (рис. 3.49). В плоском конденсаторе поверхностная плотность заряда на обкладках равна величине вектора электрического смещения, т.е. $\sigma = D$. Тогда получим плотность тока проводимости

$$j_{\text{пр}} = -\frac{dD}{dt}.$$

Отсюда

$$\vec{j}_{\text{см}} = \frac{d\vec{D}}{dt} \text{ – плотность тока смещения.}$$

Током смещения сквозь произвольную поверхность S называется физическая величина, численно равная потоку вектора плотности тока смещения сквозь эту поверхность:

$$I_{\text{смещ}} = \oint_S \vec{j}_{\text{см}n} dS = \oint_S \frac{\partial D}{\partial t} dS = \frac{\partial \Phi_e}{\partial t}. \quad (3.23)$$

Ток смещения не связан с движением зарядов в диэлектрике, а характеризует процесс изменения электрического поля $\vec{D}$ между обкладками конденсатора.

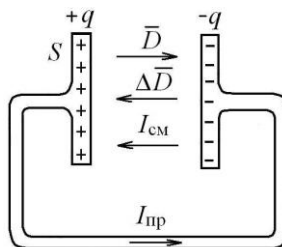


Рис. 3.49

Второе уравнение Максвелла является обобщением закона полного тока:

$$\oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum_{k=1}^n I_k = I_{\text{пр}} \quad \text{или} \quad \oint_L \vec{H} d\vec{l} = \sum_{k=1}^n I_k + \frac{\partial \Phi_e}{\partial t} \quad \text{или} \quad \oint_L \vec{H} d\vec{l} = \int_S \left(\vec{j}_{\text{пр}} + \frac{d\vec{D}}{dt} \right) dS. \quad (3.24)$$

Циркуляция вектора напряженности магнитного поля по замкнутому контуру L равна полному току, пронизывающему поверхность, ограниченную этим контуром. Выражение (3.24) называется вторым уравнением Максвелла в интегральной форме. Если токи проводимости, молекулярные токи и все ЭДС, кроме ЭДС электромагнитной индукции, отсутствуют, то оба уравнения Максвелла имеют симметричный вид:

$$\begin{aligned} \oint_L \vec{E} d\vec{l} &= - \frac{\partial \Phi_m}{\partial t}; \\ \oint_L \vec{H} d\vec{l} &= - \frac{\partial \Phi_e}{\partial t}. \end{aligned} \quad (3.25)$$

3.7.3. Система уравнений Максвелла. Электромагнитное поле

Из I и II уравнений Максвелла следует, что вихревые переменные электрические и магнитные поля взаимосвязаны и образуют единое *электромагнитное поле*.

Рассмотрим остальные уравнения, входящие в полную систему уравнений Максвелла для электромагнитного поля.

Третье уравнение Максвелла выражает теорему Остроградского–Гаусса для потока вектора электрического смещения D сквозь произвольную замкнутую поверхность S , охватывающую суммарный заряд q :

$$\Phi = \oint_S D_n dS = q. \quad (3.26)$$

Четвертое уравнение Максвелла представляет собой теорему Остроградского–Гаусса для магнитного потока сквозь произвольную замкнутую поверхность S , который всегда равен нулю:

$$\oint_S B_n dS = 0. \quad (3.27)$$

Эта теорема является следствием того, что свободных магнитных «зарядов» в природе не существует.

К рассмотренной системе четырех уравнений Максвелла для электромагнитного поля следует присоединить соотношения, с помощью которых вводятся электрические характеристики веществ ϵ , μ и σ :

$$\bar{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \bar{E}; \quad (3.28)$$

$$\bar{B} = \mu_0 \mu \bar{H}; \quad (3.29)$$

$$\bar{j}_{\text{уп}} = \sigma \bar{E}. \quad (3.30)$$

Таким образом, полная система уравнений, описывающих электромагнитное поле, Максвелла состоит из семи уравнений.

3.7.4. Электромагнитные волны

Мы выяснили, что переменное электрическое поле порождает магнитное поле, которое тоже является переменным. Это переменное магнитное поле порождает электрическое и т.д. Таким образом, если возбудить с помощью колеблющихся зарядов переменное электромагнитное поле, то в окружающем пространстве возникнет последовательность взаимных превращений электрического и магнитного полей, распространяющихся от точки к точке. Этот процесс будет периодическим во времени и в пространстве, называется *электромагнитными волнами*.

Существование электромагнитных волн вытекает из уравнений Максвелла. Из уравнений Максвелла можно получить:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}; \quad (3.31)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} - \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad (3.32)$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$. Скорость электромагнитных волн в вакууме равна скорости света c .

Решением этих дифференциальных уравнений является уравнение плоской электромагнитной волны:

$$E_y = E_m \sin(\omega t - kx); \quad (3.33)$$

$$H_z = H_m \sin(\omega t - kx), \quad (3.34)$$

где ω – круговая частота; k – волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; E_m и H_m – амплитуды вихревых электрических и магнитных полей.

Скорость электромагнитных волн в любой среде равна

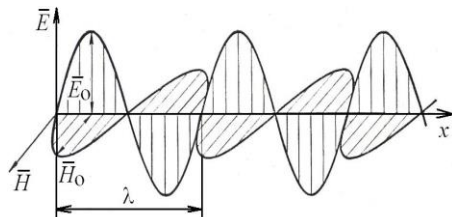


Рис. 3.50

$$V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}.$$

Для вакуума $\epsilon=1$; $\mu=1$ и $V=c$. Скорость волн в любой среде при $\epsilon > 1$ и $\mu > 1$ – $V < c$.

Гармоническая электромагнитная волна характеризуется периодом, частотой и длиной.

Период T – время, в течение которого вектор E (или B) в электромагнитной волне совершает одно полное колебание

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f}.$$

Частота f – число полных колебаний за единицу времени (в секунду), $f = \frac{1}{T} = \frac{c}{\lambda}$.

Длина волны λ – расстояние между точками, совершающими колебания с разностью фаз 2π :

$$\lambda = cT = c \frac{2\pi}{\omega} = \frac{c}{f}.$$

3.7.5. Экспериментальное исследование электромагнитных волн

Первые опыты с несветовыми электромагнитными волнами были осуществлены Г. Герцем в 1888 г. С помощью больших металлических зеркал и асфальтовой призмы (размером более 1 м и массой 1200 кг) Герц осуществил отражение и преломление электромагнитных волн и обнаружил, что оба эти явления подчиняются законам, установленным в оптике для световых волн. Отразив бегущую плоскую волну с помощью металлического зеркала в обратном направлении, Герц получил стоячую волну. Расстояние между узлами и пучностями волны позволяло определить длину волны λ . Умножив λ на частоту колебаний вибратора ν , можно найти скорость электромагнитных волн, которая оказалась близкой к c . Располагая на пути волн решетку из параллельных друг другу медных проволок, Герц обнаружил, что при вращении решетки вокруг луча интенсивность волн, прошедших сквозь решетку, сильно изменяется. Когда проволоки решетки были перпендикулярны к вектору E , волна проходила сквозь решетку без помех. При расположении проволок параллельно E волна сквозь решетку не проходила. Таким образом, была доказана поперечность электромагнитных волн.

Опыты Герца были продолжены П. Н. Лебедевым, который в 1894 г. получил электромагнитные волны длиной 6 мм и исследовал прохождение их в кристаллах. При этом было обнаружено двойное преломление волн.

В 1896 году А. С. Попов впервые осуществил с помощью электромагнитных волн передачу сообщения на расстояние 250 м. Тем самым была положена основа радио.

3.7.6. Энергия электромагнитных волн. Вектор Пойтинга

Электромагнитная волна материальна. Она обладает массой, энергией, импульсом. Плотность энергии электромагнитной волны складывается из плотностей энергии вихревых электрических и магнитных полей:

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (3.35)$$

В данной точке пространства векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ изменяются в одинаковой фазе. Поэтому соотношение между амплитудными значениями E и H справедливы и для их мгновенных значений, т.е. для вакуума:

$$E \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} = H \sqrt{\mu_0 \mu}. \quad (3.36)$$

Отсюда следует, что плотности энергии электрического и магнитного полей волны в каждый момент времени одинаковы: $w_E = w_H$.

С учетом (3.36) выражению (3.35) можно придать вид

$$w = \frac{1}{2} (E \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon})(E \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon}) + \frac{1}{2} (H \sqrt{\mu_0 \mu})(H \sqrt{\mu_0 \mu}) = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu} EH = \frac{1}{c} EH,$$

умножив найденное выражение для w на скорость волны c , получим модуль плотности потока энергии

$$\Pi = wc = EH. \quad (3.37)$$

Векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему. Поэтому направление вектора $[\mathbf{EH}]$ совпадает с направлением переноса энергии, а модуль этого вектора равен EH . Следовательно, вектор плотности потока электромагнитной энергии можно представить как векторное произведение $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$:

$$\bar{\Pi} = [\bar{\mathbf{E}} \times \bar{\mathbf{H}}]. \quad (3.38)$$

Вектор Π называется *вектором Пойтинга*.

3.7.7. Шкала электромагнитных волн

С помощью современных радиофизических методов можно получить волны с различной длиной волны. Практический радиодиапазон начинается с длин волн порядка 1...2 км – длинные волны, длины волн порядка 200...700 м – средние волны, 10...70 м – короткие волны. 4...3 м – ультракороткие волны и FM, 1,5...0,4 м – ТВ-диапазон, 30...10 см – мобильная связь. Длины волн дециметрового и сантиметрового диапазонов – радиолокация. Волны субмиллиметрового диапазона уже перекрывают инфракрасную область теплового излучения.

Участок видимого света весьма мал: он занимает длины волн 760...360 нм. Далее следует ультрафиолетовое излучение от 360...10 нм. Длины волн рентгеновского излучения лежат в пределах от (10 нм) 10^{-8} м до 10^{-12} м. Излучение с длиной волны $\lambda < 10^{-12}$ см возникает в процессе радиоактивного распада и называется γ -излучением.

При малых длинах волн (ультрафиолетовое, рентгеновское и γ -излучения) в большей мере проявляется квантовый характер излучения.

4. ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

4.1. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

4.1.1. Световая волна

Раздел физики, занимающийся изучением природы света, закономерностей его испускания, распространения и взаимодействия с веществом, называется *оптикой*.

Основные законы оптики были известны еще с древних веков, а в конце XVII века получили развитие две теории света: корпускулярная (И. Ньютон) и волновая (Гук, Гюйгенс). К концу XIX века Максвеллу удалось создать электромагнитную теорию света. Все многообразие изученных свойств и законов распространения света, его взаимодействия с веществом показывает, что свет имеет сложную природу. По современным представлениям свет представляет двойственную корпускулярно-волновую природу. В одних случаях свет ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток особых частиц (фотонов). Корпускулярными характеристиками света являются *масса* и *энергия кванта*, волновыми характеристиками являются *частота колебаний* и *длина волны*. Поэтому свет представляет единство *дискретности и непрерывности*, а **волновая оптика** – это раздел оптики, объясняющий оптические явления на основе волновой природы света. Волновая оптика описывает такие оптические явления, как интерференция, дифракция, поляризация, дисперсия.

В электромагнитной волне колеблются векторы напряженности электрического поля ***E*** и магнитного ***H***. В соответствии с этим мы будем в дальнейшем говорить о *световом векторе*, подразумевая под ним вектор напряженности электрического поля ***E***.

Длины волн видимого света заключены в пределах

$$\lambda_0 = (400 \dots 760) \text{ нм} = (400 \dots 760) 10^{-9} \text{ м.}$$

Частоты видимых световых волн лежат в пределах

$$\nu = (0,39 \dots 0,75) 10^{15} \text{ Гц.}$$

Линии, вдоль которых распространяется световая энергия, называются *лучами*. Световые волны в луче поперечны. В *естественном свете* (т.е. свете, испускаемом обычными источниками) имеются колебания, совершающиеся в самых различных направлениях, перпендикулярных к лучу. Такой свет называется *неполяризованным*. Свет, в котором направления колебаний упорядочены каким-либо образом, называется *поляризованным*.

4.1.2. Интерференция света

Электромагнитные волны, как и механические волны, обладают **принципом суперпозиции**, то есть, если в среде одновременно распространяются несколько волн, то они распространяются независимо друг от друга. Однако в тех местах, где одни колебания накладываются на другие колебания, их амплитуды векторно складываются. При этом может наблюдаться как увеличение интенсивности света (когда накладываются волны с одинаковыми фазами), так и ослабление интенсивности (при сложении волн с противоположными фазами). Это явление получило название **интерференции света**.

Интерференция света – это сложение двух и более волн, вследствие которого наблюдается устойчивая картина усиления и ослабления световых колебаний в разных точках пространства.

Интерферировать могут лишь **когерентные** волны, т.е. волны, имеющие одинаковую частоту и постоянную во времени разность фаз. *Когерентность* – согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты или длины волны (цвета).

Допустим, что мы имеем электромагнитные (световые) волны, описываемые уравнением

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \text{и} \quad E_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2).$$

Тогда результирующее колебание будет иметь вид

$$E = E_1 + E_2 = A_2 \cos \delta, \quad \text{где } \delta = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Если разность фаз δ возбуждаемых волнами колебаний остается постоянной во времени, то волны являются *когерентными*.

Когерентные источники в природе отсутствуют, но они могут быть получены разными способами, например, разделив (с помощью отражений или преломлений) волну, излучаемую одним источником, на две части. Если заставить эти две волны пройти разные оптические пути, а по-

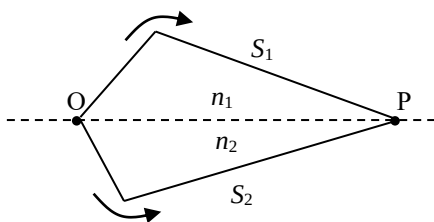


Рис. 4.1

том наложить их друг на друга, наблюдается интерференция. Пусть разделение на две когерентные волны происходит в точке О (рис. 4.1). До точки Р первая волна проходит в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 , вторая волна проходит в среде с показателем преломления n_2 путь s_2 . Если в точ-

ке О фаза колебаний равна ωt , то первая волна возбуждит в точке Р колебание $A_1 \cos \omega(t - s_1/v_1)$, а вторая волна – колебание $A_2 \cos \omega(t - s_2/v_2)$ ($v_1 = c/n_1$ и $v_2 = c/n_2$ – фазовые скорости волн). Следовательно, разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке Р, будет равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 s_2 - n_1 s_1).$$

Заменив ω/c через $2\pi/\lambda_0$ (λ_0 – длина волны в вакууме), выражению для разности фаз можно придать вид

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (4.1)$$

где $\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1$ есть величина, равная разности оптических длин проходимых волнами путей и называемая *оптической разностью хода*.

Из формулы (4.1) видно, что если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме:

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (4.2)$$

то разность фаз δ оказывается кратной 2π , и колебания, возбуждаемые в точке Р обеими волнами, будут происходить с одинаковой фазой. Таким образом, формула (4.2) есть условие **интерференционного максимума**.

Если Δ равна полцелому числу длин волн в вакууме:

$$\Delta = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (4.3)$$

то $\delta = \pm(2m + 1)\pi$, так что колебания в точке Р находятся в противофазе. Следовательно, формула (4.3) есть условие **интерференционного минимума**. Здесь m есть порядок интерференционного *max* или *min*.

Рассмотрим две когерентные световые волны, исходящие из источников S_1 и S_2 , имеющих вид параллельных узких щелей (рис. 4.2). Область, в которой эти волны перекрываются, называется *полем интерференции*. Во всей этой области наблюдается чередование мест с максимальной и минимальной интенсивностью света. Если в поле интерференции внести экран, то на нем будет видна интерференционная картина, которая имеет вид чередующихся светлых и темных полос.

Ширина интерференционных полос и расстояние между ними зависят от длины волны λ . Только в центре картины, при $x = 0$ совпадают максимумы всех длин волн. По мере удаления от центра картины максимумы разных цветов смещаются друг относительно друга все больше и больше. Это приводит к смазыванию интерференционной картины при наблюдении ее в белом свете. В монохроматическом свете число различных полос интерференции заметно возрастает.

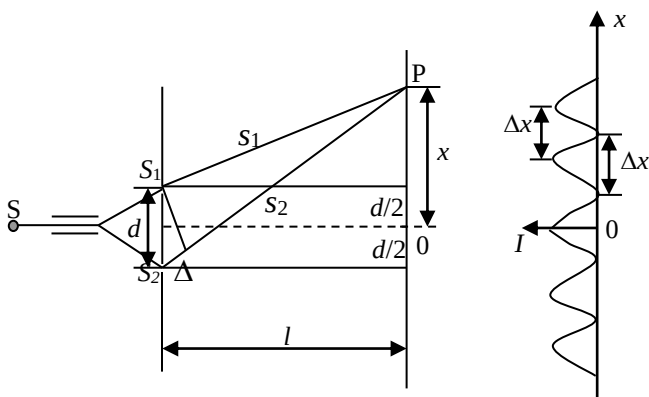


Рис. 4.2

4.1.3. Интерференция в тонких пленках

При падении световой волны на тонкую прозрачную пластинку (или пленку) происходит отражение от обеих поверхностей пластинки. В результате возникают две световые волны, которые при известных условиях могут интерферировать.

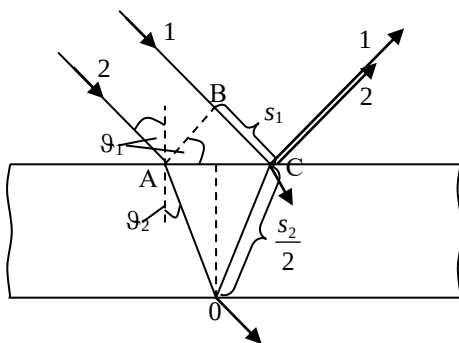


Рис. 4.3

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пластинку падает плоская световая волна, которую можно рассматривать как параллельный пучок лучей (рис. 4.3). Пластинка отбрасывает вверх два параллельных пучка света, из которых один образовался за счет отражения от верхней поверхности пластинки, второй – вследствие отражения от нижней поверхности. При входе в пластинку и при выходе из нее второй пучок претерпевает

преломление. Кроме этих двух пучков, пластинка отбросит вверх пучки, возникающие в результате трех-, пяти- и т.д. кратного отражения от поверхностей пластинки. Однако ввиду их малой интенсивности мы эти пучки во внимание принимать не будем. Не будем также интересоваться пучками, прошедшими через пластинку.

Разность хода, приобретаемая лучами 1 и 2, до того, как они сойдутся в точке C, равна

$$\Delta = ns_2 - s_1, \quad (4.4)$$

где s_1 – длина отрезка BC; s_2 – суммарная длина отрезков АО и ОС; n – показатель преломления пластинки.

Показатель преломления среды, окружающей пластинку, полагаем равным единице. Решив геометрическую задачу, получим

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta_1} - \frac{\lambda_2}{2}, \quad (4.5)$$

где ϑ – угол падения луча; n – показатель преломления пленки; b – толщина пленки; λ_2 – длины волны в вакууме.

В результате интерференции на пленке возникнет система чередующихся светлых и темных полос. Каждая полоса образована лучами, падающими на пластинку под одинаковым углом ϑ_1 . Поэтому получающиеся в описанных условиях интерференционные полосы носят название *полос равного наклона*.

Согласно формуле (4.5) положение максимумов зависит от длины волны λ_0 . Поэтому в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных цветов, и интерференционная картина приобретает радужную окраску. Если пленка имеет разную толщину (клинообразная), то каждая из таких полос возникает в результате отражения от участков клина с одинаковой толщиной, вследствие чего их называют *полосами равной толщины*. В реальных условиях, например при наблюдении радужных цветов на мыльной или маслянной пленке, изменяется как угол падения лучей, так и толщина пленки. В этом случае наблюдаются полосы смешанного типа.

4.1.4. Кольца Ньютона

Классическим примером полос равной толщины являются *кольца Ньютона*. Они наблюдаются при отражении света от соприкасающихся друг с другом плоскопараллельной толстой стеклянной пластинки и плоско-выпуклой линзы с большим радиусом кривизны (рис. 4.4).

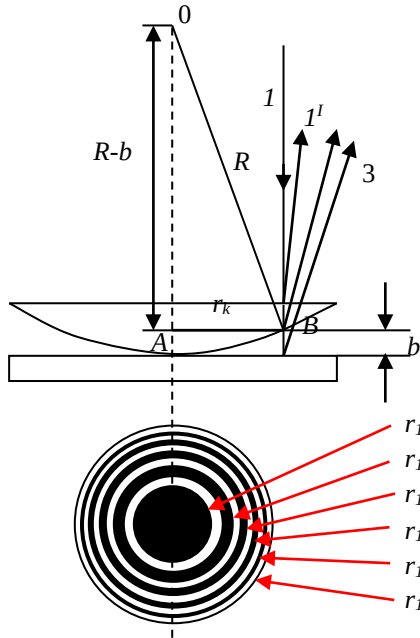


Рис. 4.4

Роль тонкой пленки, от поверхности которой отражаются когерентные волны, играет воздушный зазор между пластинкой и линзой (вследствие большой толщины пластинки за счет отражений от других поверхностей интерференционные полосы не возникают). При нормальном падении света полосы равной толщины имеют вид концентрических окружностей, при наклонном падении – эллипсов. Найдем радиусы колец Ньютона, получающихся при падении света по нормали к пластинке. В этом случае оптическая разность хода равна

$$\Delta = 2b + \frac{\lambda}{2},$$

где b – толщина зазора, а $n = 1$ (для воздуха). Из рисунка 4.4 следует, что

$$R^2 = (R - b)^2 + r^2 = R^2 - 2Rb + b^2 + r^2,$$

где R – радиус кривизны линзы; r – радиус окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор b . Ввиду малости b можно пренебречь величиной b^2 по сравнению с $2Rb$.

Тогда $b = \frac{r^2}{2R}$, а оптическая разность хода лучей $\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$.

В точках, для которых $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}$, возникнут максимумы, а в точках, для которых $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$, – минимумы интенсивности. Тогда радиусы светлых колец определяются по формуле

$$r = \sqrt{(2m+1) \frac{\lambda}{2} R}, \quad m = 1, 2, 3 \dots$$

и радиусы темных колец

$$r = \sqrt{m \lambda R}, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots$$

В месте касания пластинки и линзы наблюдается минимум интенсивности, обусловленный изменением фазы на π при отражении световой волны от пластинки.

4.1.5. Применения интерференции света. Просветление оптики

Интерференция при отражении от тонких пленок лежит в основе просветления оптики. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы сопровождается отражением примерно 4% падающего света. В сложных объективах такие отражения совершаются многократно и суммарная потеря светового потока достигает заметной величины. Кроме того, отражение от поверхностей линз приводит к возникновению бликов.

В просветленной оптике для устранения отражения света на каждую свободную поверхность линзы наносится тонкая пленка вещества с показателем преломления иным, чем у линзы (рис. 4.5). Толщина пленки подбирается так, чтобы волны, отраженные от обеих поверхностей, погашали друг друга. Особенно хороший результат достигается в том случае, когда $n_0 < n < n_c$, и если показатель преломления пленки $n = \sqrt{n_0 n_c}$.

При этом условии интенсивность обеих отраженных от поверхностей пленки волн одинакова, а толщина пленки равна $nd = \frac{\lambda_0}{4}$. Просветляют для $\lambda = 550 \text{ нм}$.

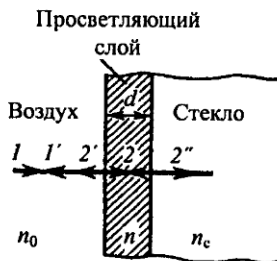


Рис. 4.5

4.1.6. Интерферометр Майкельсона

Интерферометры служат для прецизионных измерений линейных размеров тел и перемещений тел, сравнимых с $\lambda_0/2$. В них монохроматический луч от источника разделяется на полупрозрачной пластине на два, которые, отразившись от двух зеркал, сводятся в один пучок и получается интерференционная картина, чувствительная к любому изменению хода лучей.

4.1.7. Дифракция света

Дифракция – это способность волн огибать встречающиеся на их пути препятствия, отклоняться от прямолинейного распространения. Дифракция наблюдается при распространении света в среде с резкими оптическими неоднородностями и связана с отклонением от законов геометрической оптики.

Между интерференцией и дифракцией нет существенного различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн. Перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных когерентных источников, принято называть *интерференцией волн*. Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно, принято называть *дифракцией волн*.

Чтобы наблюдать дифракцию световых волн, необходимы определенные условия: либо размеры препятствий (или отверстий) должны быть очень малыми, либо расстояние от препятствия до экрана должно быть велико.

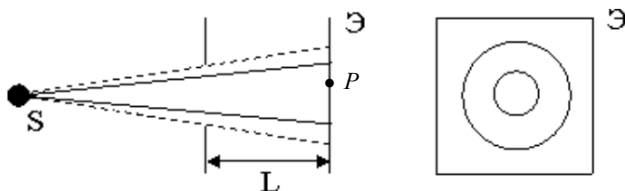


Рис. 4.6

На пути лучей от точечного источника света S поставим преграду с очень маленьким отверстием диаметра d , тогда на экране Э увидим систему чередующихся светлых и темных колец (при условии, что $d \ll L$, см. рис. 4.6)

Чем уже отверстие, тем на больший угол отклоняются лучи за отверстием, тем больше диаметр колец. Если вместо круглого отверстия будет узкая щель, то дифракционная картина будет иметь вид чередующихся светлых и темных полос. При использовании белого света дифракционная картина приобретает радужную окраску.

Различают два вида дифракции. Если источник света S и точка наблюдения P расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку P , образуют практически параллельные пучки, говорят о *дифракции в параллельных лучах* или о *дифракции Фраунгофера*. В противном случае говорят о *дифракции Френеля*. Дифракцию Фраунгофера можно наблюдать, поместив за источником света S и перед точкой наблюдения P по линзе так, чтобы точки S и P оказались в фокальной плоскости соответствующей линзы (рис. 4.6).

Дифракционные картины нередко наблюдаются в естественных условиях, например цветные кольца, окружающие источник света, наблюдаемый сквозь туман или через запотевшее оконное стекло, или при рассматривании яркого источника через ресницы. Для наблюдения дифракции используются специальные приборы – **дифракционные решетки**.

4.1.8. Принцип Гюйгенса–Френеля

Проникновение световых волн в область геометрической тени может быть объяснено с помощью *принципа Гюйгенса*. В геометрической оптике свет за преграду не должен проникать. В действительности световая волна распространяется за преградой в области геометрической тени, причем это проникновение тем больше, чем меньше размеры отверстий. При диаметре отверстия или ширине щели, сравнимых с длиной световой волны, геометрическая оптика неправомерна.

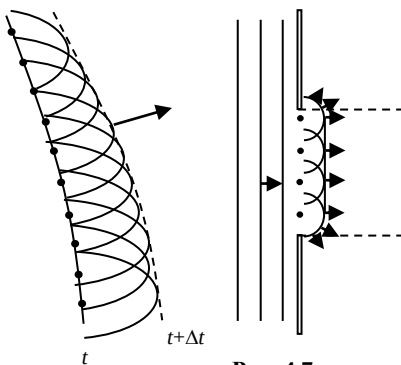


Рис. 4.7

Согласно *принципу Гюйгенса* каждая точка в момент времени t , до которой доходит волновое движение, служит центром вторичных волн в момент времени $t + \Delta t$; огибающая этих волн дает положение фронта волны в следующий момент (рис. 4.7). При прохождении света через отверстие огибающая вторичных волн проникает в область геометрической тени, огибая края преграды.

Принцип Гюйгенса не дает указаний об интенсивности волн, распространяющихся в различных направлениях. Этот недостаток был устранен Френелем, который дополнил принцип Гюйгенса представлением об интерференции вторичных волн и получил название *принципа Гюйгенса–Френеля*. Он учитывает амплитуду и фазу вторичных волн позволяет найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства.

Чтобы понять суть метода Френеля, определим амплитуду светового колебания, возбуждаемого в точке P сферической световой волной, распространяющейся в изотропной однородной среде из точечного источника S .

Волновые поверхности такой волны симметричны относительно прямой SP . Воспользовавшись этим, разобьем изображаемую на рис. 4.8 волновую поверхность на кольцевые зоны, построенные так, что расстояния от краев каждой зоны до точки P отличаются на $\lambda/2$ (λ – длина волны в среде, в которой распространяется волна). Обладающие таким свойством зоны носят название *зон Френеля*.

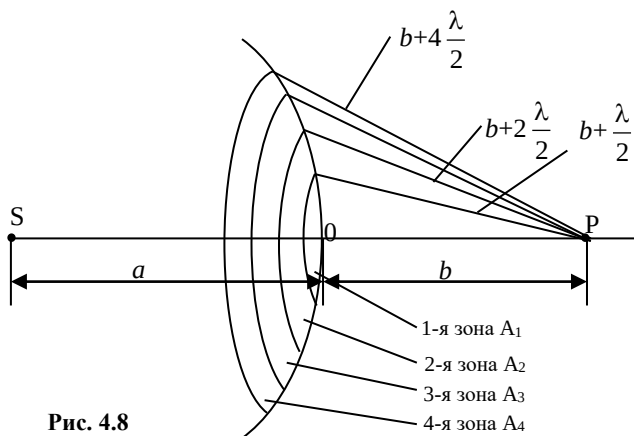


Рис. 4.8

Решая геометрическую задачу, получим, что амплитуды колебаний A_m , возбуждаемых в точке P зонами Френеля, образуют монотонно убывающую последовательность

$$A_1 > A_2 > A_3 \dots > A_{m-1} > A_m > A_{m+1} > \dots, \text{ а фазы } A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

Тогда амплитуда колебания будет равна

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_2}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_4}{2} \right) + \dots$$

4.1.9. Дифракция Фраунгофера на щели

Дифракция Фраунгофера наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызывающего дифракцию. Для этого поместим точечный источник света в фокусе собирающей линзы, получим параллельный пучок света. Дифракционную картину с помощью второй собирающей линзы Л, установленной за препятствием, фокусируют на экран Э (рис. 4.9).

Рассмотрим дифракцию плоской монохроматической волны на одной бесконечно длинной щели шириной $OA = b$. Оптическая разность хода между крайними лучами 1 и 2 равна $AB = b \sin \varphi$. Разобьем открытую часть волновой поверхности OA на элементарные зоны Френеля шириной dx , параллельные ребру O щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, поэтому на ширине щели уместится $(AB = b \sin \varphi) : \lambda/2$ зон.

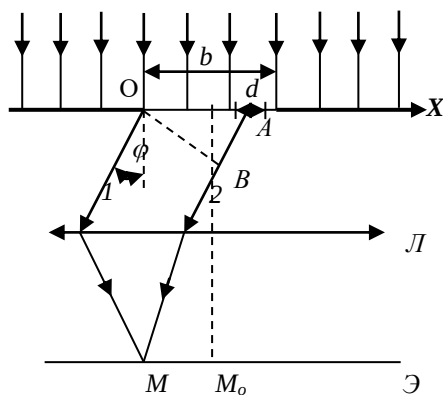


Рис. 4.9

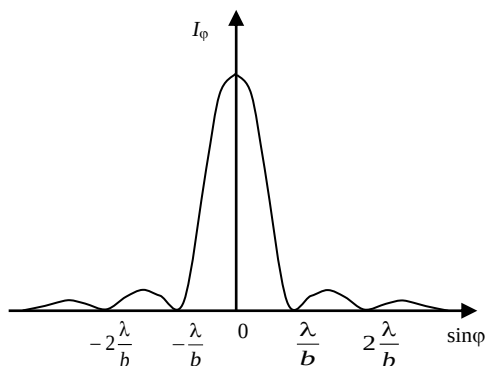


Рис. 4.10

Все точки волнового фронта в плоскости щели имеют одинаковую фазу и амплитуду колебаний. Поэтому суммарная интенсивность колебаний от двух любых соседних зон Френеля равна нулю.

Следовательно:

1) если число зон Френеля четное, то $b \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$, $m = 1, 2, 3 \dots$ — **условие дифракционного минимума** (полная темнота);

2) если число зон Френеля нечетное, то $b \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$, $m = 1, 2, 3 \dots$ — **условие дифракционного максимума**, соответствующего действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

В направлении $\varphi = 0$ щель действует как одна зона Френеля и в этом направлении свет распространяется с наибольшей интенсивностью — центральный дифракционный максимум.

Распределение интенсивности I_φ на экране, получаемое вследствие дифракции, называется **дифракционным спектром** (рис. 4.10). Количество минимумов интенсивности определяется отношением ширины щели b к длине волны λ . При ширине щели, меньшей длины волны, минимумы вообще не возникают.

4.1.10. Дифракционная решетка

Дифракционной решеткой называется совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей (рис. 4.11). Расстояние d между серединами соседних щелей называется **периодом** решетки.

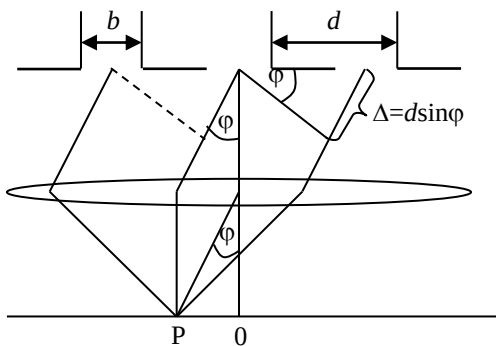


Рис. 4.11

Расположим параллельно решетки собирающую линзу, в фокальной плоскости которой поставим экран. Выясним характер дифракционной картины, получающейся на экране при падении на решетку плоской световой волны (для простоты будем считать, что волна падает на решетку нормально). Каждая из щелей даст на экране картину, описываемую кривой, изображенной на рис. 4.10.

Картины от всех щелей придутся на одно и то же место экрана (независимо от положения щели, центральный максимум лежит против центра щели). Если бы колебания, приходящие в точку P от различных щелей, были бы некогерентными, результирующая картина от N щелей отличалась бы от картины, создаваемой отдельной щелью, лишь тем, что все интенсивности возросли бы в N раз. Однако колебания от различных щелей являются в большей или меньшей степени когерентными; поэтому результирующая интенсивность будет отлична от NI_Φ (I_Φ – интенсивность, создаваемая одной щелью).

В общем случае, если дифракционная решетка состоит из N щелей, то:

- условие главных максимумов: $d \sin \varphi = \pm m \lambda$ ($m = 0, 1, 2, \dots$);
- условие главных минимумов: $b \sin \varphi = \pm k \lambda$ ($k = 1, 2, 3, \dots$).

Основными характеристиками всякого спектрального прибора являются его дисперсия и разрешающая способность. Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу (например 1 нм). Разрешающая способность определяет минимальную разность длин волн $\delta \lambda$, при которой две линии воспринимаются в спектре раздельно.

Угловой дисперсией называется величина

$$D = \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda},$$

где $\delta \varphi$ – угловое расстояние между спектральными линиями, отличающимися по длине волны на $\delta \lambda$.

Разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна порядку спектра m и числу щелей N .

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = mN,$$

где $\delta \lambda$ – абсолютное значение минимальной разности длин волн двух соседних спектральных линий, при котором эти линии регистрируются раздельно.

4.1.11. Поляризация света

При действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая электромагнитного поля световой волны. Поэтому для описания закономерностей поляризации будем рассматривать только **световой вектор** – вектор напряженности E электрического поля.

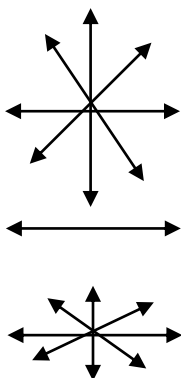


Рис. 4.12

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества независимо излучающих атомов. Поэтому все ориентации вектора E будут равновероятны. Такой свет называется **естественным** (рис. 4.13).

Поляризованным светом называется свет, в котором направления колебания вектора E каким-либо образом упорядочены.

Частично поляризованный свет (рис. 4.13, б) – свет с преимущественным направлением колебаний вектора E .

Плоскополяризованный свет – свет, в котором вектор E колеблется только в одной, проходящей через луч плоскости. Эта плоскость называется **плоскостью поляризации**. Если вектора E описывают окружность или эллипс, то свет называется **циркулярно** или **эллиптически поляризованным**.

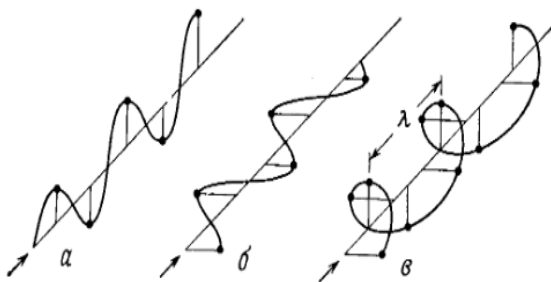


Рис. 4.13

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя **поляризаторы**, пропускающие колебания только определенного направления в **плоскости поляризации**. В качестве поляризаторов используются среды, анизотропные в отношении колебаний E .

Если пропустить естественный свет с интенсивностью $I_{\text{ест}}$ через поляризатор, то колебание амплитуды A под углом φ к плоскости поляризатора можно разложить на два колебания с амплитудами $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ и $A_{\perp} = A \sin \varphi$ (рис. 4.14).

Первое колебание пройдет через поляризатор, второе будет задержано. Интенсивность I прошедшей волны $A_{\parallel}^2 = A^2 \cos^2 \varphi$, т.е. равна $I \cos^2 \varphi$. В естественном свете все значения φ равновероятны. Поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, равна $1/2$, доля задержанного – 0 .

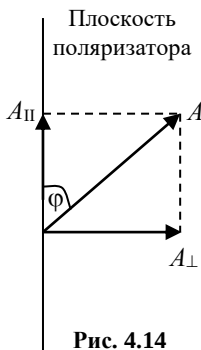


Рис. 4.14

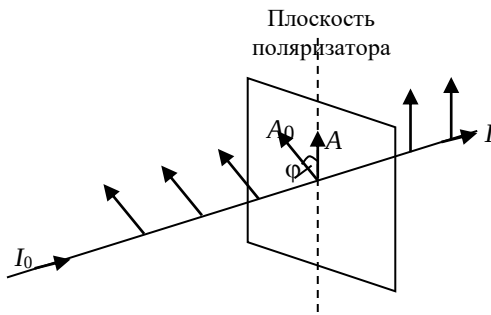


Рис. 4.15

При вращении поляризатора вокруг луча света будет изменяться лишь ориентация колебаний вектора $\mathbf{E}$, выходящего из поляризатора. Если на поляризатор падает линейно поляризованный свет амплитуды A_0 и интенсивности I_0 (рис. 4.15), то сквозь поляризатор пройдет свет с интенсивностью I , которая будет определяться по *закону Малюса*

$$I = I_0 \cos^2 \varphi.$$

Следовательно, $I_{\max} = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}$ – когда плоскости поляризатора совпадают и $I_{\max} = 0$ – если нет.

4.1.12. Поляризация при отражении и преломлении

Если угол падения света на границу раздела двух диэлектриков отличен от нуля, отраженный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными (рис. 4.16). В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (эти колебания обозначают точками), в преломленном луче – колебания, параллельные плоскости падения (на рисунке их обозначают двухсторонними стрелками).

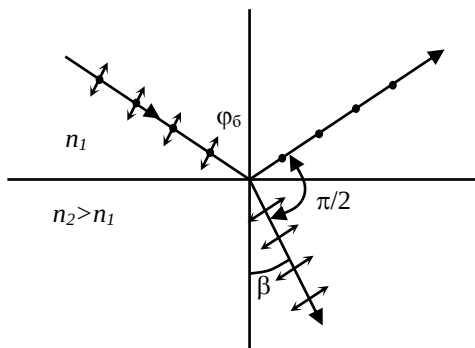


Рис. 4.16

Степень поляризации зависит от угла падения и описывается *законом*

Брюстера
$$\operatorname{tg} \varphi_6 = \frac{n_2}{n_1}.$$

4.1.13. Поляризация при двойном лучепреломлении

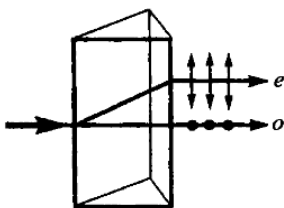


Рис. 4.17

При прохождении света через все прозрачные кристаллы, за исключением принадлежащих к кубической системе, наблюдается явление, получившее название *двойного лучепреломления*. Это явление заключается в том, что упавший на кристалл луч разделяется внутри кристалла на два луча, распространяющихся с разными скоростями и в различных направлениях.

Кристаллы, обладающие двойным лучепреломлением, подразделяются на *одноосные* и *двухосные*. У одноосных кристаллов один из преломленных лучей подчиняется обычному закону преломления, в частности он лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Этот луч называется *обыкновенным* и обозначается буквой *o*. Для другого луча, называемого *необыкновенным* (его обозначают буквой *e*), отношение синуса угла падения к синусу угла преломления не остается постоянным при изменении угла падения. Даже при нормальном падении света на кристалл необыкновенный луч отклоняется от нормали (рис. 4.17). Кроме того, необыкновенный луч не лежит, как правило, в одной плоскости с падающим лучом и нормалью к преломляющей поверхности. Примерами одноосных кристаллов могут служить исландский шпат, кварц и турмалин.

В некоторых кристаллах, один из лучей поглощается сильнее другого. Это явление называется *дихроизмом*. Очень сильным дихроизмом в видимых лучах обладает кристалл турмалина. В нем обыкновенный луч практически полностью поглощается на длине 1 мм. В кристаллах сульфата йодистого хинина один из лучей поглощается на пути примерно 0,1 мм. Это обстоятельство использовано для изготовления поляризационного устройства, называемого *поляроидом*.

Анизотропия кристалла обусловлена строением его решетки.

Некоторые вещества (например, кварц, сахар, скипидар), называемые **оптически активными**, обладают способностью вращать плоскость поляризации.

5.1. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Квантовая оптика – раздел оптики, занимающийся изучением явлений, в которых проявляются квантовые свойства света.

Виды оптических излучений.

Колебания электрических зарядов, входящих в состав вещества, обуславливают электромагнитное излучение, которое сопровождается потерей энергии веществом.

При рассеянии и отражении света формирование вторичных световых волн и продолжительность излучения веществом происходит за время, сравнимое с периодом световых колебаний.

Возможны два типа излучения: *тепловое излучение* и *люминесценция*.

Тепловым или **температурным** излучением называется электромагнитное излучение нагретых тел, мощность которого зависит от температуры.

Люминесценцией называется неравновесное излучение, избыточное при данной температуре над тепловым излучением тела и имеющее длительность, большую периода световых колебаний, также называют холодным свечением.

5.1.1. Тепловое излучение и его характеристики

Тепловое излучение совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (внутренней энергии) и свойственно всем телам при температурах выше 0 К. **Тепловое излучение** **равновесно**, т.е. тело в единицу времени поглощает столько же энергии, сколько и излучает.

Основными количественными *характеристиками теплового излучения* являются **энергетическая светимость**, **лучеиспускательная** и **лучепоглощательная способность**.

Энергетическая светимость R_T (Дж/(м²·с)) – это энергия, испускаемая единицей площади поверхности нагретого тела в единицу времени в интервале длин волн от 0 до ∞ при температуре T .

Лучеиспускательная способность $r_{\lambda,T}$ (Дж/м²·с) – это лучистая энергия, излучаемая единичной поверхностью за единицу времени при данной температуре. Эта величина является функцией длины волны и температуры и определяет энергетическую светимость R_T . Для длин волн $0 \leq \lambda \leq \infty$ получим

$$R_T = \int dR_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda,$$

где dR_T – энергия волн с длиной от λ до $\lambda + d\lambda$; $r_{\lambda,T}$ – лучеиспускательная способность тела при температуре T и для длины волны λ .

Вид спектральной характеристики $r_{\lambda,T}$ при постоянной температуре T показан на рис. 5.1.

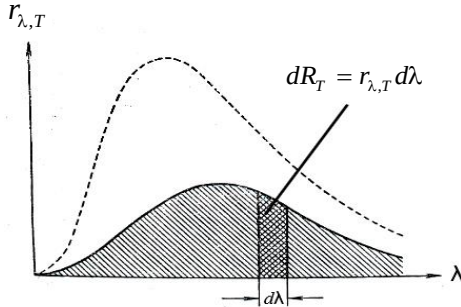


Рис. 5.1

Площадь заштрихованной фигуры численно равна интегральной лучеиспускательной способности или **энергетической светимости**.

Лучепоглощательная способность $a_{\lambda,T}$ имеет аналогичное определение.

С ростом температуры увеличивается интенсивность теплового движения частиц и энергия, излучаемая телом с электромагнитными волнами любых длин λ (пунктирная кривая). При $T = 0$ К тепловое движение отсутствует, ($r_{\lambda,0} = 0$) и тепловое излучение прекращается.

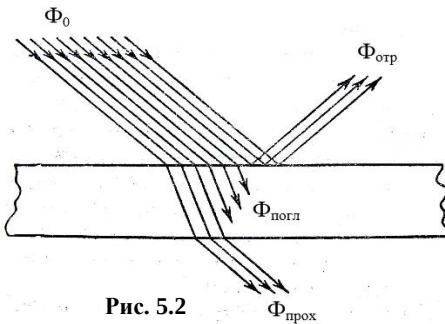


Рис. 5.2

В общем случае, когда на поверхность тела падает поток излучения Φ_0 (рис. 5.2), то часть его $\Phi_{отр} < \Phi_0$ отразится от поверхности, часть потока может пройти через нее – $\Phi_{прох} < \Phi_0$, а часть потока $\Phi_{погл} < \Phi_0$ – поглотится, в результате чего тело нагреется.

Баланс энергий даст

$$\Phi_0 = \Phi_{отр} + \Phi_{прох} + \Phi_{погл}.$$

Разделив обе части этого равенства на Φ_0 , получим

$$1 = \frac{\Phi_{\text{отр}}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{\text{прох}}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi_0} \quad \text{или} \quad 1 = \rho + D + a,$$

где $\rho = \frac{\Phi_{\text{отр}}}{\Phi_0}$ – лучеотражательная способность (коэффициент отражения);

$a = \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi_0}$ – лучепоглощательная способность (коэффициент поглоще-

ния); $D = \frac{\Phi_{\text{прох}}}{\Phi_0}$ – лучепропускательная способность (прозрачность).

При $D=0$ (непрозрачные тела) будем иметь

$$1 = \rho + a.$$

Для какой-либо определенной длины волны, при температуре T будем иметь $\rho_{\lambda,T}$ и $a_{\lambda,T}$, которые связаны между собой как

$$\rho_{\lambda,T} = 1 - a_{\lambda,T}.$$

Если тело абсолютно не поглощает излучение и полностью отражает все лучи, т.е. $a_{\lambda,T} = 0$ и $\rho_{\lambda,T} = 1$, то такое тело называется **абсолютно белым телом** (цвет тела будет определяться цветом падающего на него светового потока).

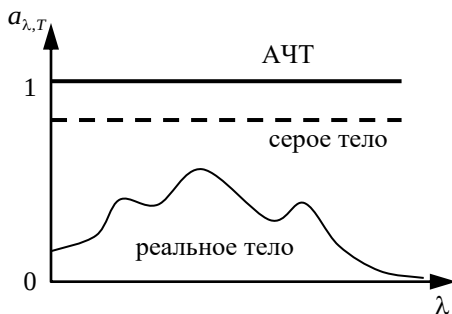


Рис. 5.3

При $a_{\lambda,T} = 1$ и $\rho_{\lambda,T} = 0$, т.е. когда тело полностью поглощает все падающие на него лучи, оно называется **абсолютно черным телом**.

Если поглощательная способность тела для всех длин волн одинакова, но меньше единицы, т.е. $a_{\lambda,T} = \text{const} < 1$, то оно называется **серым телом**.

Абсолютно черных тел в природе нет, однако такие тела, как сажа и черный бархат в определенном интервале частот близки к ним. Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием О, внутренняя поверхность которой зачернена. Луч, попавший внутрь такой полости, полностью поглощается.

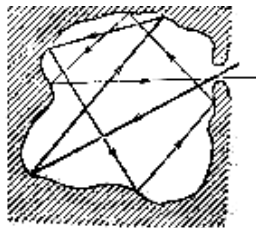


Рис. 5.4

5.1.2. Закон Кирхгофа

При тепловом излучении энергия теплового движения в теле переходит в энергию испускаемых электромагнитных волн. При поглощении света происходит обратный процесс перехода лучистой энергии в тепловую энергию тела. В обоих случаях взаимные превращения тепловой и лучистой энергии протекают через промежуточную стадию колебания электрических зарядов в теле. Поэтому лучеиспускательная и лучепоглощательная способности тела обусловлены одними и теми же деталями его строения и тесно связаны друг с другом и к ним применимы термодинамические методы исследования.

Соотношение между лучеиспускательной и лучепоглощательной способностями тел определяет **Закон Кирхгофа** (основной закон теплового излучения).

Отношение полной лучеиспускательной способности любого тела к его лучепоглощательной способности при данной температуре есть величина постоянная, равная лучеиспускательной способности абсолютно черного тела при той же температуре.

$$\frac{r_{\lambda,T}}{a_{\lambda,T}} = E_{\lambda,T}.$$

Это соотношение теоретически выведено Кирхгофом (G. R. Kirchhoff) в 1859 г.

Для любых тел при одинаковой их температуре это отношение не зависит от природы тел. Оно является универсальной функцией лишь от длины волны и температуры и равно $E_{\lambda,T}$.

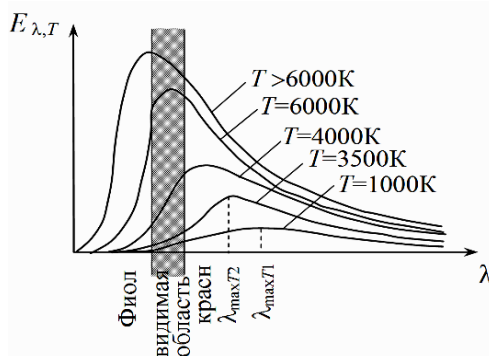


Рис. 5.5

5.1.3. Закон Стефана–Больцмана

Закон Кирхгофа показывает, что лучеиспускательная способность абсолютно черного тела $E_{\lambda,T}$ есть функция от длины волны и температуры. С позиций термодинамики вид этой функции найти нельзя. Эту зависимость описывает экспериментальный **закон Стефана–Больцмана**. *Интегральная энергетическая светимость (лучеиспускательная способность) абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры*

$$R_T = E_T = \sigma T^4 \quad \text{или} \quad E_T = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \sigma T^4, \quad (5.1)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – **постоянная Стефана–Больцмана**.

Если излучающее тело не является абсолютно черным и излучение происходит в среде, имеющей температуру T_0 , то

$$R_T = K\sigma(T^4 - T_0^4),$$

где K – коэффициент нечерноты ($K < 1$), зависящий от материала излучающей поверхности.

5.1.4. Законы Вина. Формула Рэлея–Джинса и «ультрафиолетовая катастрофа»

Первый закон Вина (закон смещения) касается положения максимума кривых распределения $E_{\lambda,T} = f(\lambda)$. Длина волны $\lambda_{\max}$, на которую приходится максимум лучеиспускательной способности $E_{\lambda,T}$, меняется обратно абсолютной температуре

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T},$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – первая постоянная Вина.

Второй закон Вина выражает зависимость плотности энергии излучения от температуры. Максимальная лучеиспускательная способность абсолютно черного тела возрастает пропорционально пятой степени температуры

$$E_{\lambda_{\max}} = C \cdot T^5,$$

где $C = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^5)$ – вторая постоянная Вина.

Постоянные Вина b и C не могли быть определены термодинамическими методами, они найдены экспериментально. Для вывода формулы

$E_{\lambda,T} = f(\lambda)$ было сделано много попыток. Вин предложил интерполяционную формулу вида

$$E_{\lambda,T} = \frac{\alpha}{\lambda^5} e^{-\frac{\beta}{\lambda T}}, \quad \text{где } \alpha \text{ и } \beta - \text{константы.}$$

Эта формула хорошо описывает эксперимент только в области малых длин волн, но расходится с экспериментом для больших λ .

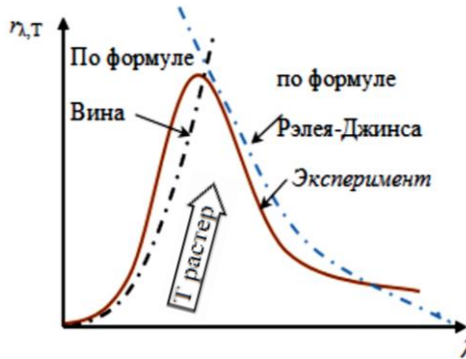


Рис. 5.6

Формула Рэлея–Джинса описывает зависимость лучеиспускательной способности черного тела $E_{\lambda,T}$ от длины волны света.

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT.$$

Формула получена, применяя к тепловому излучению классический закон равнораспределения энергии. Формула Рэлея–Джинса давала хорошие совпадения в области длинных волн света, но приводила к абсурдному результату при определении лучеиспускательной способности в ультрафиолетовой коротковолновой области. Интегрируя формулу Рэлея–Джинса по λ , получаем

$$E_T = \int_0^{\infty} E_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi ckT \int_0^{\infty} \frac{d\lambda}{\lambda^4} = \infty,$$

т.е. полная лучеиспускательная способность должна быть бесконечно большой.

Эти затруднения получили название «**ультрафиолетовая катастрофа**». Они указывали на наличие в теории каких-то дефектов, т.е. электромагнитная теория света неприменима в ультрафиолетовой коротковолновой области и должна быть пересмотрена.

5.1.5. Гипотеза Планка.

Квантовое объяснение законов теплового излучения

Этот пересмотр сделал М. Планк. В 1900 году Планк предположил, что *излучение испускается телами не непрерывно, а отдельными порциями – квантами.*

$$\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \hbar\omega - \text{энергия кванта},$$

где $h = 2\pi\hbar = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, одинаковая по всему спектру.

Предположение Планка находится в противоречии с законами классической физики, в которой все величины – энергия, импульс, действие – могут иметь произвольные значения, меняться плавно и непрерывно. У Планка энергия излучается порциями и может принимать лишь определенные дискретные значения, кратные целому числу квантов, т.е. $\varepsilon = nh\nu$, $n = 1, 2, \dots$.

Исходя из предположения о дискретности испускаемого излучения, Планк вывел выражение для $E_{\lambda,T}$, полностью совпадающее с опытными данными:

$$E_{\lambda,T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}.$$

Это выражение называется **формула Планка** для лучеиспускательной способности абсолютно черного тела.

Из него можно получить все предыдущие законы: Стефана–Больцмана, Вина, Рэлея–Джинса и объяснить явления излучения с единых позиций. Таким образом, формула Планка обобщает все законы теплового излучения и является полным решением основной задачи теории теплового излучения. Гипотеза Планка показывала, что к явлениям лучеиспускания законы классической физики неприменимы и должна быть создана новая теория.

5.1.6. Оптическая пирометрия

Оптической пирометрией называется совокупность оптических методов измерения высоких температур, основанных на законах теплового излучения. Приборы, применяемые для этого, называются пирометрами.

Пирометр – прибор для бесконтактного измерения температуры тел. Принцип действия основан на измерении мощности теплового излучения объекта измерения в диапазонах инфракрасного излучения и видимого света.

В радиационных инфракрасных пирометрах регистрируется интегральное излучение исследуемого нагретого тела, а в оптических пирометрах – излучение тела в каком-либо одном или двух узких участках видимого спектра. В зависимости от того, какой закон теплового излучения используется при измерении, различают *радиационную, цветовую и яркостную температуру*.

Пирометры применяют для дистанционного определения температуры объектов в промышленности, быту, на предприятиях сталелитейной промышленности, нефтеперерабатывающих отрасли, вулканологии, когда физическое взаимодействие с контролируемым объектом невозможно из-за высоких температур.

5.1.7. Фотоэффект. Уравнение Эйнштейна

Фотоэффектом называется явление высвобождения электронов под действием электромагнитного излучения.

Различают *внутренний, вентильный и внешний* фотоэффект.

Внутренний фотоэффект – это вызванные электромагнитным излучением переходы электронов внутри полупроводника или диэлектрика без вылета наружу. В результате возникает фотопроводимость, т.е. повышение электропроводности полупроводника при его освещении (фоторезисторы).

Вентильный фотоэффект (разновидность внутреннего фотоэффекта) – возникновение фото-ЭДС при освещении контакта двух разных полупроводников. Используется в солнечных батареях.

Внешним фотоэффектом (фотоэлектронной эмиссией) называется испускание электронов веществом под действием электромагнитного излучения.

Внешний фотоэффект был открыт в 1887 году Герцем, а экспериментальные исследования были выполнены А. Г. Столетовым.

Схема для исследования внешнего фотоэффекта включает фотоэлемент, имеющий катод К из исследуемого металла и анод А. Фотоэлемент подключен к батарее. Ток, возникающий при освещении катода монохроматическим светом, измеряется миллиамперметром. Зависимость фототока I , возникающего под действием света, от напряжения U называется вольт-амперной характеристикой.

По мере увеличения U фототок I постепенно возрастает, пока не достигнет $I_{\text{нас}}$, называется *фототоком насыщения*. Насыщение объясняется тем, что все электроны, испускаемые катодом, достигают анода (рис. 5.7).

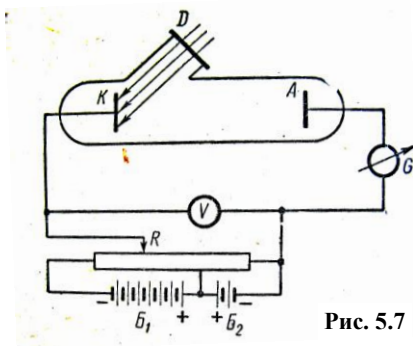
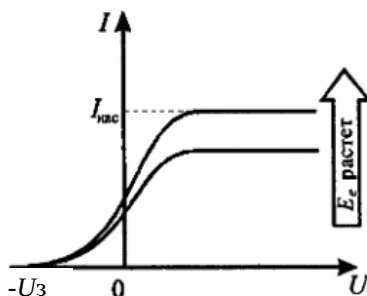


Рис. 5.7



При $U = 0$ фототок не исчезает, поскольку электроны при вылете из катода обладают некоторой начальной скоростью и достигают анода. Для того чтобы фототок стал равным нулю, необходимо приложить *задерживающее напряжение* U_3 .

Опытным путем установлены следующие законы внешнего фотоэффекта:

1. Для каждого вещества существует **красная граница фотоэффекта**, т.е. минимальная частота ν_0 света, при которой еще возможен внешний фотоэффект.
2. Максимальная начальная скорость фотоэлектронов **определяется исключительно частотой света** и не зависит от его интенсивности.
3. **Число фотоэлектронов n , вырываемых из катода за единицу времени, пропорционально интенсивности света** (фототок насыщения пропорционален величине светового потока).

Эти экспериментальные законы Эйнштейн выразил в виде уравнения

$$h\nu = A_{\text{вых}} + \frac{1}{2} m v^2, \quad (5.2)$$

где $A_{\text{вых}}$ – работа выхода электрона; $\frac{1}{2} m v^2$ – максимальная кинетическая энергия.

5.1.8. Фотоны. Импульс фотона. Давление света

Согласно гипотезе световых квантов Эйнштейна, свет испускается, поглощается и распространяется порциями или квантами, называемыми **фотонами**.

Энергия фотона $\varepsilon_0 = h\nu$.

Его масса находится из закона взаимосвязи массы и энергии

$$m = \frac{\varepsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (5.3)$$

Фотон – элементарная частица, которая всегда движется со скоростью света c и имеет массу покоя, равную нулю.

Импульс фотона определяется как

$$p = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (5.4)$$

Фотон, как и любая частица, характеризуется энергией, массой и импульсом. Выражения (5.3) и (5.4) связывают *корпускулярные* характеристики фотона – массу, импульс и энергию – с *волновой* характеристикой света – его частотой ν .

Таким образом, свет обладает **одновременно волновыми** свойствами, которые проявляются в закономерностях его распространения, интерференции, дифракции, поляризации, и **корпускулярными**, которые проявляются в процессах взаимодействия света с веществом (испускания, поглощения, рассеяния).

Если фотоны обладают импульсом, то свет, падающий на тело, должен оказывать на него давление. Давление, производимое светом при нормальном падении на поверхность, определяется по формуле

$$p = \frac{E_e}{c} (1 + \rho) = \omega (1 + \rho), \quad (5.5)$$

где ρ – коэффициент отражения; E_e – энергетическая освещенность; $E_e / c = \omega$ – объемная плотность энергии излучения.

Формула (5.5), выведенная на основе квантовых представлений, совпадает с выражением, получаемым из электромагнитной теории Максвелла. Экспериментально существование светового давления доказал П. Н. Лебедев.

5.1.9. Эффект Комптона

Корпускулярные свойства света отчетливо проявляются в **эффекте Комптона**, т.е. при рассеянии рентгеновских лучей на свободных электронах вещества, которое сопровождается *увеличением длины волны*. Это увеличение $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависит от длины волны λ падающего излучения и природы рассеивающего вещества, а определяется только углом рассеяния φ , образуемого направлением рассеянного излучения с направлением первичного пучка.

Пусть на первоначально покоящийся свободный электрон (энергия покоя $W_0 = m_0 c^2$, m_0 – масса покоя электрона) падает фотон с энергией $\varepsilon_{\phi 0} = h\nu$ и импульсом $p_{\phi 0} = h\nu / c$ (рис. 5.8).

При каждом столкновении выполняются законы сохранения энергии и импульса $W_0 + \varepsilon_{\phi 0} = W + \varepsilon_{\phi}$, $\vec{p}_{\phi 0} = \vec{p}_e + \vec{p}_{\phi}$.

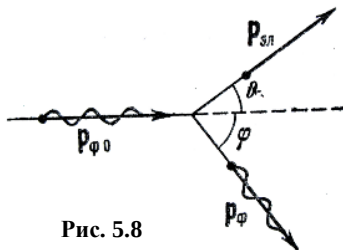


Рис. 5.8

Решая эти два уравнения, с учетом массы электрона и скорости получим

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_C \sin^2 \frac{\varphi}{2},$$

где λ' – длина волны рассеянного излучения; $\lambda_C = 2,43 \cdot 10^{-12}$ м – **комптоновская длина волны**.

Эффект Комптона не может наблюдаться в видимой области спектра, поскольку энергия фотона видимого света сравнима с энергией связи электрона с атомом.

Эффект Комптона, излучение черного тела и фотоэффект показывают, что свет *одновременно* обладает свойствами непрерывных электромагнитных волн и свойствами дискретных фотонов. Эти свойства не исключают, а наоборот, дополняют друг друга.

5.2. ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

5.2.1. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества.

Гипотеза де Бройля

Французский ученый *Луи де Бройль* в 1923 году выдвинул гипотезу об универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Он утверждал, что не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными свойствами обладают также волновыми свойствами, т.е. одновременно обладают свойствами частицы и волны.

Корпускулярные характеристики – это **энергия E** и **импульс p** .

Волновые характеристики – это **частота ν** и **длина волны λ** .

Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц, такие же, как для фотонов:

$$E = h\nu, \quad p = h/\lambda. \quad (5.6)$$

Таким образом, любой частице, обладающей *импульсом*, сопоставляется *волновой процесс* с длиной волны, определяемой по формуле де Бройля:

$$\lambda = h/p. \quad (5.7)$$

Гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально в опытах по дифракции электронов на металлических пленках, которые являются естественными дифракционными решетками (рис. 5.9). Каждый электрон проходил препятствие, и формировалась дифракционная картина. Это подтверждает корпускулярно-волновой дуализм как универсальное свойство материи.

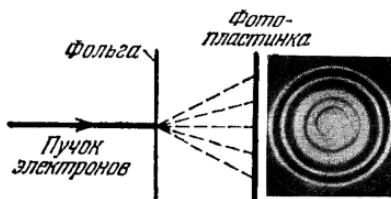


Рис. 5.9

Полная энергия частицы определяется частотой волн де Бройля с помощью соотношения

$$E = h\nu.$$

Это свойство существенным образом проявляется только для **микро-объектов**. Для макроскопических тел длины волн де Бройля исчезающе малы (так, например, частице массой 1 г, движущейся со скоростью 1 м/с, соответствует длина волны де Бройля с $\lambda = 6,62 \cdot 10^{-31}$ м) и волновыми эффектами пренебрегают.

5.2.2. Принцип неопределенности Гейзенберга

Двойственная корпускулярно-волновая природа микрочастиц определяет еще одно необычное с точки зрения классических представлений свойство микрообъектов – *невозможно одновременно точно определить координату и импульс частицы.*

Поскольку каждой частице соответствует волновой процесс, то неопределенность «местоположения» частицы порядка длины волны де Бройля $\Delta x \approx \lambda$ и классическое понятие траектории теряют смысл. Для макроскопических объектов длины волн де Бройля исчезающе малы, поэтому для них применимо понятие траектории движения.

Волновая природа микрочастиц приводит к тому, что они, так же как и фотон, не могут иметь одновременно определенную координату (x, y, z) и импульс p_x, p_y, p_z .

$$\Delta x \Delta p_x \geq \lambda \frac{h}{\lambda} = h,$$

т.е. *произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка h ,*

где $h = 2\pi\hbar = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – постоянная Планка.

В общем случае это свойство микрообъектов называется **соотношением неопределенностей Гейзенберга.**

Соотношение неопределенностей хорошо проявляется в дифракции электронов через узкую щель.

Сам Гейзенберг трактовал это соотношение как наличие предела возможности познания состояния материальных частиц. На самом деле оно отражает объективно особенности природы микрочастиц, обусловленные их корпускулярно-волновой двойственностью.

Характеристику микрочастицы с помощью физических величин, присущих обычной макрочастице, можно сделать лишь с определенным приближением.

5.2.3. Волновая функция и ее свойства

Интенсивность волн де Бройля в данной точке пространства связана с числом частиц, попавших в эту точку, что доказывают опыты по дифракции микрочастиц. Поэтому волновые свойства микрочастиц требуют вероятностного подхода к их описанию.

Для описания поведения квантовых систем вводится **волновая функция** или **пси-функция** $\Psi(x, y, z, t)$. Она определяется таким образом, чтобы вероятность dw того, что частица находится в элементе объема dV была равна

$$dw = |\Psi|^2 dV.$$

Физический смысл имеет не сама Ψ -функция, а квадрат ее модуля $|\Psi|^2$, которым задается интенсивность волн де Бройля. Величина $|\Psi|^2 = dw/dV$ имеет смысл **плотности вероятности**, т.е. определяет вероятность нахождения частицы в единичном объеме в окрестности заданной точки, а сама волновая функция Ψ имеет смысл **амплитуды вероятности**. **Условие нормировки вероятностей** получается из того, что вероятность существования частицы где-либо в пространстве равна единице (интеграл вычисляется по всему бесконечному пространству):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dV = 1.$$

Функция Ψ , характеризующая вероятность обнаружения действия микрочастицы в элементе объема, должна быть: 1) **конечной** (вероятность не может быть больше единицы), 2) **однозначной** (вероятность не может быть неоднозначной величиной) и 3) **непрерывной** (вероятность не может изменяться скачком).

Волновая функция Ψ , являясь основной характеристикой состояния микрообъектов, позволяет в квантовой механике вычислять средние значения физических величин, характеризующих данный микрообъект.

Например, среднее расстояние $\langle r \rangle$ электрона от ядра вычисляют по формуле

$$\langle r \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} r |\Psi|^2 dV.$$

5.2.4. Уравнение Шредингера

Основное уравнение **нерелятивистской квантовой механики** сформулировано в 1925 г. Эрвином Шредингером имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z, t) \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (5.8)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; m – масса частицы; i – мнимая единица; Δ – оператор Лапласа

$\left(\Delta \Psi = \nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right)$; $U(x, y, z, t)$ – потенциальная функция

частицы в силовом поле, в котором она движется; $\Psi(x, y, z, t)$ – искомая волновая функция частицы.

Оно, как и все основные уравнения физики, не выводится, а постулируется на основе обобщения экспериментальных данных.

Уравнение (5.8) справедливо для любой частицы, движущейся с малой ($v \ll c$) скоростью. Оно дополняется условиями, накладываемыми на волновую функцию: 1) волновая функция должна быть конечной, однозначной и непрерывной; 2) ее производные по координатам и времени должны быть непрерывны; 3) функция $|\Psi|^2$ должна быть интегрируема.

Уравнение (5.8) является *общим уравнением Шредингера, зависящим от времени*. Для многих физических явлений в микромире его можно упростить.

Важным частным случаем является *уравнение Шредингера для стационарных состояний* – состояний с фиксированными значениями энергии, в котором исключена зависимость Ψ от времени.

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\Psi = 0, \quad (5.9)$$

где E – полная энергия частицы, постоянная в случае стационарного поля.

Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, т.е. функция $U = U(x, y, z)$ не зависит от времени и имеет смысл потенциальной энергии.

Для свободной частицы при движении вдоль оси x ее потенциальная энергия постоянна и равна нулю $U(x) = 0$. Тогда полная энергия частицы равна ее кинетической. Уравнение Шредингера (5.9) для стационарных состояний примет вид

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi = 0.$$

Частным решением этого уравнения является функция $\Psi(x) = A e^{ikx}$, где $A = \text{const}$ и $k = \text{const}$,

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m}.$$

Следовательно, энергетический спектр частицы является *непрерывным*.

6. СТРОЕНИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА

6.1. ФИЗИКА АТОМА

6.1.1. Модели атома Томсона и Резерфорда

Представление об атомах как о неделимых мельчайших частицах вещества возникло еще в античные времена.

Дж. Дж. Томсон, исследуя отклонение в электрических и магнитных полях частиц, испускаемых под действием света (фотоэффект), *открыл электрон*. Поскольку *масса электрона оказалась в десятки тысяч раз меньше масс атомов*, Томсон предложил **модель строения атома**, согласно которой атом представляет собой непрерывно заряженный положительным зарядом шар диаметром $\sim 10^{-10}$ м, в который «вкраплены» электроны («как изюм в пудинг»). Гармонические колебания электронов около положений равновесия (гармонические осцилляции) являются причиной излучения (или поглощения) монохроматических волн атомами. Эта теория теперь имеет только исторический характер.

Однако в экспериментах **Резерфорда** (рис. 6.1) по рассеянию α -частиц на тонкой металлической фольге было показано, что почти все частицы проходили через фольгу без рассеяния или отклонялись на очень малые углы порядка $1...3^\circ$. И только некоторые из них (одна из 10 000) отклонялись на большие углы, порядка $135...180^\circ$. Поскольку α -частица в 7300 раз тяжелее электрона, то причиной такого рассеяния не может быть ее рассеяние на электронах. Резерфорд предположил, что рассеяние α -частицы происходит на положительном заряде большой массы – «ядре» атома, размер которого очень мал по сравнению с объемом атома (диаметр $\sim 10^{-14}$ м) (например, в 1 м^3 платины «объем» ядер равен $0,3 \text{ мм}^3$).

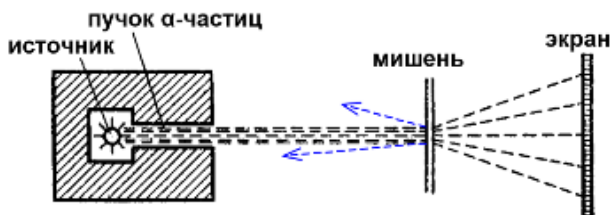


Рис. 6.1

Поэтому Резерфорд предположил, что атом в основном состоит из пустого пространства с редко расположенными ядрами и электронами и предложил **планетарную модель атома**, как у планет в астрономии.

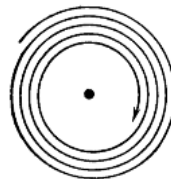
Согласно Резерфорду, атом представляет собой систему зарядов, в центре которой расположено **положительное ядро** с зарядом Ze размером $10^{-15} \dots 10^{-14}$ м и массой, практически равной массе атома, а *вокруг ядра*, в области с линейными размерами $\sim 10^{-10}$ м, по *замкнутым орбитам* движется n электронов, образуя **электронную оболочку атома**.

Здесь заряд атома определяется атомным числом элемента Z , т.е. $q_{\text{я}} = Ze$.

Согласно классической электродинамике, ускоренно движущиеся электроны должны излучать электромагнитные волны и вследствие этого непрерывно терять энергию. В результате электрон будет приближаться к ядру и в конечном счете упадет на ядро.

Кроме того, классическая планетарная модель атома не объясняет **линейчатого спектра атомов**.

На эти и ряд других вопросов, возникших по поводу модели атома **Резерфорда**, дал датский ученый **Нильс Бор** в 1915 г., который выдвинул положения, получившие название **Постулаты Бора**.



6.1.2. Постулаты Бора

Бор объединил планетарную модель атома Резерфорда с гипотезой Планка о квантовой природе света. Теория атома Бора основывается на двух постулатах.

I) Первый постулат Бора (постулат стационарных состояний).

Существуют стационарные состояния атома, находясь в которых, он не излучает энергии. Этим состояниям атома соответствуют стационарные орбиты, по которым движутся электроны. Каждое стационарное состояние характеризуется определенным (дискретным) значением энергии. Движение электронов по стационарным орбитам не сопровождается излучением электромагнитных волн.

Энергия стационарного состояния $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ образует дискретный ряд.

С точки зрения классической механики и электродинамики на электрон в атоме действует со стороны ядра центростремительная сила, являющаяся по своей природе кулоновской, т.е. $f_{\text{цс}} = f_{\text{эл}}$ или

$$\frac{m_e v_n^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2},$$

Отсюда следует, что радиусы орбит и энергия электрона на орбите могут быть любыми. Но это **неправильно**. Согласно стационарным состояниям энергия должна нарастать или убывать целыми квантами – $\epsilon = h\nu$.

Тогда Бор сформулировал **правило квантования орбит**, которое утверждает, что в стационарном состоянии атома электрон, двигаясь по круговой орбите, должен иметь квантованные значения момента импульса, а *радиусы орбит электронов для стационарных состояний атома должны удовлетворять условию*

$$r_n m_e v_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar,$$

т.е. момент количества движения электрона на n -й орбите кратен постоянной Планка,

где m_e – масса электрона; v – его скорость на n -й орбите радиусом r_n ;

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}.$$

II) Второй постулат Бора (правило частот).

При переходе атома из одного состояния в другое испускается или поглощается один фотон с энергией

$$h\nu = E_n - E_m,$$

равной разности энергий соответствующих стационарных состояний.

Излучение фотона ($E_m < E_n$) происходит при переходе атома из состояния с большей энергией в состояние с меньшей энергией (при переходе электрона с орбиты, более удаленной от ядра, на ближнюю к ядру орбиту).

Поглощение фотона ($E_m > E_n$) сопровождается переходом атома в состояние с большей энергией (переход электрона на более удаленную от ядра орбиту).

Набор всевозможных дискретных частот квантовых переходов

$$\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$$

определяет **линейчатый спектр атома**.

6.1.3. Линейчатый спектр атома водорода

Экспериментальное исследование спектров излучения разреженных газов (отдельных атомов) показало, что характерный **линейчатый спектр** каждого элемента представляет собой **серии линий**, положение которых может быть описано простыми эмпирическими формулами. Так, положение линий атома водорода в видимой области спектра описывается **формулой Бальмера**

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \text{ или } \nu = \frac{c}{\lambda}, \text{ для частот } \nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (n = 3, 4, 5, \dots),$$

где λ — длина волны фотона; $R = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ 1/с}$ — постоянная Ридберга; Z — заряд ядра в относительных единицах (для водорода $Z = 1$); n_1 — номер орбиты, на которую перешел электрон; n_2 — номер орбиты, с которой перешел электрон.

В ультрафиолетовой области была обнаружена

серия Лаймана
$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (n = 2, 3, 4, \dots),$$

и в инфракрасной области

серия Пашена
$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (n = 4, 5, 6, \dots),$$

серия Брэкета
$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (n = 5, 6, 7, \dots),$$

серия Пфунда
$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (n = 6, 7, 8, \dots),$$

серия Хэмфри
$$\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad (n = 7, 8, 9, \dots).$$

Все эти серии могут быть описаны *обобщенной формулой Бальмера*

$$\nu = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right),$$

где $n_1 = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ определяет серию, а $n_2 = n_1 + 1, n_1 + 2, \dots$ определяет отдельные линии этой серии.

С увеличением n линии серии сближаются; значение $n = \infty$ определяет *границу серии*, к которой со стороны больших частот примыкает сплошной спектр.

Аналогичные серии были выделены в линейчатых спектрах других атомов.

6.1.4. Спектр атома водорода по Бору

Согласно первого постулата Бора радиус n -й стационарной орбиты электрона

$$r_n = n^2 \frac{\hbar^2 \cdot 4\pi\epsilon_0}{m_e Z e^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots).$$

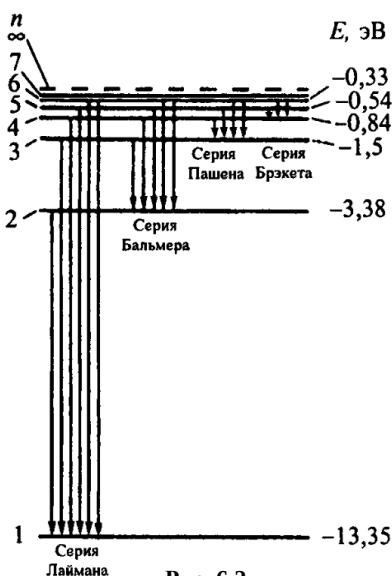


Рис. 6.2

Целое число n , определяющее энергетические уровни атома, называется **главным квантовым числом**. Энергетический уровень с $n = 1$ называется **основным (нормальным) уровнем**, а соответствующее ему состояние атома называется **основным (нормальным) состоянием**. Уровни с $n > 1$ и соответствующие им состояния называются **возбужденными**.

Придавая n целочисленные значения, получаем для атома водорода энергетические уровни, представленные на рис. 6.2.

Минимальная энергия атома водорода: $E_1 = -13,55$ эВ. Максимальная энергия $E_\infty = 0$ при $n = \infty$ называется **энергией ионизации** атома (при $E = E_\infty$ происходит отрыв электрона от атома).

Переход из стационарного состояния n_2 в стационарное состояние n_1 сопровождается испусканием кванта:

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m_e e^4}{8h^2 \varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = hR \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right),$$

где $R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2}$ – постоянная Ридберга.

Теоретическое значение R хорошо согласуется со значением постоянной Ридберга, определенным экспериментально.

Низший уровень E_1 – основной, все остальные – возбужденные. Если $E < 0$ – движение электрона связанное, при $E > 0$ – свободное и атом ионизируется (рис. 6.3).

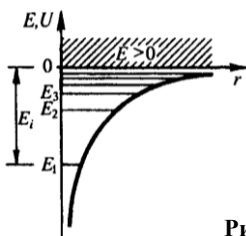
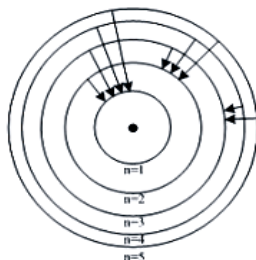


Рис. 6.3



Частица с полуцелым спином (электрон, протон, нейтрон) называется *фермионы* и подчиняется статистике Ферми–Дирака.

Частица с нулевым или целочисленным спином (пи-мезон, фотон) называется *бозоны* и подчиняется статистике Бозе–Эйнштейна.

6.1.5. Квантовомеханическая модель атома водорода (результаты решения уравнения Шредингера)

Рассмотрение водородоподобного атома представляет интерес для качественного описания поведения внешнего валентного электрона щелочных металлов и свойств самых внутренних электронов сложных атомов.

Поскольку масса ядра атома значительно больше массы электрона, а диаметр ядра ($d_{\text{я}} \approx 10^{-12} \dots 10^{-13} \text{ см}$) значительно меньше диаметра атома ($d_a \approx 10^{-8} \text{ см}$), то ядро можно рассматривать как точечный неподвижный положительный заряд с потенциалом точек вокруг него, равным $\varphi = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r}$. Потенциальная энергия электрона будет равна

$$U(r) = -e\varphi = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (6.1)$$

Подставляя (6.1) в уравнение Шредингера $\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E-U)\Psi = 0$ и решая его, найдем волновые функции и значение энергии в стационарном состоянии атома. Точной наглядной интерпретации для этого решения дать невозможно. Приблизительно электрон можно представить в виде замкнутой волновой траектории (рис. 6.4).

Устойчивое волновое движение будет возможно при условии, если на орбите укладывается целое число волн де Бройля, т.е. $2\pi r_n = n\lambda$,

а так как $\lambda = \frac{h}{mv_n}$, то $2\pi r_n = n \frac{h}{mv_n}$, откуда

$r_n mv_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar$ – тождественно первому постулату Бора.

Электрон на *стационарной* орбите создает *постоянное* магнитное поле и *не излучает* энергию. На самом деле Ψ -функция, описывающая движение электрона в атоме, представляет собой не одномерную, а пространственную волну, соответствующую трем степеням свободы электрона в пространстве.

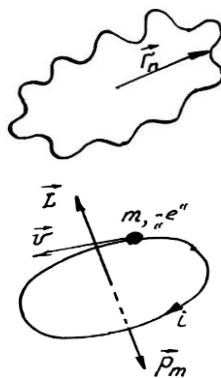


Рис. 6.4

Поэтому как волна, так и энергия электрона в поле ядра атома определяются четырьмя квантовыми числами n, l, m, m_s :

n – *главное квантовое число*, характеризует диаметр орбиты, энергетические уровни и число стоячих волн на ней ($n = 1, 2, 3, \dots$);

l – *орбитальное (азимутальное) квантовое число*, характеризует вытянутость (форму) электронного облака и характер движения орбиты ($l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$). Состояние электрона при $l = 0$ называется s -состоянием, при $l = 1$ – p -состоянием, при $l = 2$ – d -состоянием, при $l = 3$ – f -состоянием;

m – *магнитное квантовое число*, определяет ориентацию нормали к плоскости орбиты и вектора ее магнитного момента p_m в пространстве. ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \pm l$);

m_s – *магнитное спиновое квантовое число*, определяет момент импульса электрона и может иметь два значения $m_s = \pm 1/2$.

6.2. ФИЗИКА ЯДРА

6.2.1. Атомное ядро, его состав и характеристики

Ядром называется центральная часть атома, в которой сосредоточены практически вся масса атома и его положительный заряд.

Ядра имеют размеры $10^{-14} \dots 10^{-15}$ м, а размеры атома 10^{-10} м.

Все атомные ядра состоят из элементарных частиц – *протонов* (p) и *нейтронов* (n), которые считаются двумя зарядовыми состояниями одной частицы – *нуклона* (nucleus – ядро).

Протон имеет положительный электрический заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона ($q_p = +e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл). Масса протона в 1836 раз больше массы электрона: $m_p = 1836m_e = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг. Спин протона $s = +1/2$.

Нейтрон не имеет электрического заряда. Его масса на $2,5m_e$ больше массы протона, т.е. $m_n = m_p + 2,5m_e$, $m_n = 1839m_e = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг. Спин нейтрона $s = +1/2$. В свободном состоянии нейтрон нестабилен и распадается

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu},$$

где $\tilde{\nu}$ – антинейтрино.

Ядро атома характеризуется зарядом $q = Ze$ (Z – атомный, порядковый номер элемента), массовым числом A и числом нейтронов N . Массовое число – число нуклонов в ядре: $A = N + Z$.

Ядро химического элемента X обозначается как ${}_Z^AX$, где X – символ химического элемента.

Ядра с одинаковыми Z , но различными A называются *изотопами*: ${}_1^1\text{H}$, ${}_1^2\text{H}$, ${}_1^3\text{H}$ – изотопы водорода; ${}_8^{16}\text{O}$, ${}_8^{17}\text{O}$, ${}_8^{18}\text{O}$ – изотопы кислорода.

Ядра с одинаковыми A , имеющие различные Z , называются *изобарами*: Ar_{18}^{40} , Ca_{20}^{40} . $A = 40$.

Ядра имеющие одинаковое число нейтронов, $N = A - Z$, называются *изотонами*: C_6^{13} , N_7^{14} . $N = 7$.

Спин ядра, представляющий собой сумму спинов нуклонов, может быть равен полуцелому, целому числу или нулю. Ядро также имеет магнитный момент.

Масса ядра $m_{\text{я}}$ всегда меньше массы входящих в его состав частиц нуклонов.

Учитывая взаимосвязь массы и энергии связи нуклонов в ядре имеем $E_{\text{св}} = \Delta m c^2$, здесь Δm называется *дефектом массы*, который характеризует уменьшение массы всех нуклонов при образовании из них ядра:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_{\text{я}},$$

где A – массовое число; Z – зарядовое число (число протонов в ядре); m_p и m_n – массы протона и нейтрона соответственно; $m_{\text{я}}$ – масса ядра.

Удельной энергией связи называется энергия, приходящаяся на один нуклон:

$$\varepsilon_{\text{св}} = \frac{E_{\text{св}}}{A}.$$

Она характеризует устойчивость атомных ядер, т.е. чем больше, тем прочнее ядро. Ядра с атомным номером $A=50..60$ являются наиболее устойчивыми.

Самым тяжелым из имеющихся в природе является изотоп урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ ($Z = 92$) и поэтому он является неустойчивым. Деление и слияние ядер сопровождаются выделением большого количества энергии. *Реакция деления ядер или цепная ядерная реакция* используются в атомных реакторах или атомной бомбе.

Для слияния легких ядер необходимо преодоление кулоновских сил отталкивания. Для этого нужны огромные скорости, соответствующие десяткам миллионов градусов. Такие реакции слияния ядер происходят на Солнце, в звездах и при взрыве водородной бомбы. Называется *термоядерным синтезом ядер*.

6.2.2. Свойства ядерных сил

Ядерные взаимодействия, действующие между нуклонами, являются особыми ядерными силами. Они во много раз превосходят гравитационные и электромагнитные силы, но действуют на расстояниях, сравнимых с размерами ядра. Взаимодействие нуклонов в ядре называется *сильным взаимодействием*. Ядерные силы отличаются следующими свойствами.

Ядерные силы являются *короткодействующими* – проявляются на расстояниях между нуклонами в ядре порядка 10^{-15} м.

Ядерным силам свойственна *зарядовая независимость*: притяжение между двумя нуклонами одинаково независимо от зарядового состояния нуклонов (протонного или нейтронного), ядерные силы имеют неэлектрическую природу.

Ядерные силы зависят от *ориентации спинов* взаимодействующих нуклонов (нейтрон и протон удерживаются, когда их спины параллельны).

Ядерные силы *не являются центральными* силами. Их нельзя представить действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

Ядерные силы обладают свойством *насыщения* – энергия связи, приходящаяся на один нуклон, примерно одинакова для всех ядер.

6.2.3. Модели атомного ядра

Ядерные модели – это методы описания свойств ядер атомов, основанные на представлении ядра в виде физического объекта с заранее известными характерными свойствами. Существуют различные модели ядра, каждая из них способна описать лишь ограниченную совокупность ядерных свойств.

Капельная модель. Согласно этой теории атомное ядро можно представить в виде сферической равномерно заряженной капли из особой ядерной материи.

Оболочечная модель. Согласно модели ядро представляет собой систему нуклонов, независимо движущихся в усредненном поле, создаваемом силовым воздействием остальных нуклонов. Каждый нуклон находится в определенном индивидуальном квантовом состоянии, характеризуемом энергией, моментом вращения.

Сверхтекучая модель ядра. Согласно этой модели аналогично тому, как соединение в пары электронов в металлах порождает сверхпроводимость, соединение в пары нуклонов приводит к сверхтекучести ядерного вещества.

6.2.4. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада

Под *радиоактивностью* понимается самопроизвольное превращение неустойчивых изотопов одного химического элемента в изотопы другого элемента, сопровождающееся испусканием некоторых частиц.

Различают естественную и искусственную радиоактивность. При этом ядро, которое распадается, называется *материнским*; возникает *дочернее* ядро.

Радиоактивное излучение бывает трех типов, α -, β -, γ -излучение:

α -излучение представляет собой поток ядер гелия ${}^4_2\text{He}$;

β -излучение представляет собой поток быстрых электронов β^- или позитронов β^+ ;

γ -излучение представляет собой электромагнитное излучение с малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м или 0,1 нм.

$$\text{Закон радиоактивного распада} \quad N = N_0 e^{-\lambda t},$$

где N – число нераспавшихся атомов; N_0 – число нераспавшихся атомов в начальный момент времени; λ – постоянная радиоактивного распада.

$$\text{Период полураспада} \quad T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda.$$

Число атомов, распавшихся за время t : $\Delta N = N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$, если промежуток времени $\Delta t \ll T_{1/2}$: $\Delta N \approx \lambda N \Delta t$.

6.2.5. Элементарные и фундаментальные частицы

Элементарные частицы объединяются в три группы; *фотоны*, *лептоны* и *адроны* и состоят из *фундаментальных частиц*.

Группа *фотонов* состоит из одной частицы – фотона – кванта электромагнитного взаимодействия γ .

Группа *лептонов* включает электрон e^- , мюон μ^- , электронный ν_e и мюонный ν_μ нейтрино, тяжелый τ -лептон, таонный нейтрино, а также соответствующие им античастицы. Они участвуют только в электромагнитном и слабом взаимодействиях.

Группа *адронов* включает *мезоны* (пи-мезоны – пионы и каоны) и *барионы* (нуклоны – протон и нейтрон) и нестабильные частицы – гипероны. Адроны обладают сильным, а также электромагнитным и слабым взаимодействием.

В наше время *фундаментальными частицами* считаются: кварки, лептоны, фотоны, нейтрино.

Адроны состоят из *кварков*. Каждый мезон M строится из одного кварка q и одного антикварка $\bar{q}$, $M = q\bar{q}$. Каждый барион B состоит из трех кварков q , $B = qq\bar{q}$.

Число лептонов равно числу типов кварков – принцип кварк-лептонной симметрии. Имеются кварки шести типов, объединенные в дуплеты (u, d), (c, s), (t, b). У кварков имеются античастицы – антикварки.

Частицы с полупцелым спином называются *фермионы* и подчиняются статистике Ферми–Дирака. Это электрон, протон, нейтрон, мюон, нейтрино.

Частицы с нулевым или целочисленным спином называются *бозоны* и подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна. Это фотон, пи-мезон, глюон, гравитон (гипотетический объект).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в настоящем учебном пособии лекционный материал проверен в течение многих лет со студентами – первокурсниками кафедры «Физика» ФГБОУ ВО «ТГТУ» и соответствует ФГОС высших учебных заведений. Пособие обращает внимание студентов на важные моменты при изучении курса физики, способствует правильной подготовке и глубокому пониманию изучаемого материала, что крайне необходимо для будущих бакалавров инженерного профиля. Поэтому авторы надеются, что данное пособие поможет студенту-первокурснику быстрее адаптироваться в условиях обучения в высшей школе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Учебные пособия

1. **Савельев, И. В.** Курс общей физики : учеб. пособие для студентов вузов : в 5 т. / И. В. Савельев. – 5-е изд., стер. – СПб. : Лань, 2011. – Т. 1, 2, 3, 4, 5.
2. **Зисман, Г. А.** Курс общей физики : учеб. пособие: в 3 т. / Г. А. Зисман, О. М. Тодес. – 7-е изд., стер. – СПб. : Лань, 2007. – Т. 1, 2, 3.
3. **Детлаф, А. А.** Курс физики : учеб. пособие для вузов / А. А. Детлаф, Б. М. Яворский. – 4-е изд., испр. – М. : Высш. шк., 2002. – 718 с.
4. **Ивлиев, А. Д.** Физика : учеб. пособие / А. Д. Ивлиев. – СПб. : Лань, 2008. – 671 с.
5. **Барсуков, В. И.** Физика. Механика : учеб. пособие / В. И. Барсуков, О. С. Дмитриев. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2015. – 248 с.
6. **Барсуков, В. И.** Физика. Электричество и магнетизм : учеб. пособие / В. И. Барсуков, О. С. Дмитриев. – Тамбов : Изд-во ТГТУ, 2009. – 252 с.
7. **Барсуков, В. И.** Физика. Волновая и квантовая оптика : учеб. пособие / В. И. Барсуков, О. С. Дмитриев. – Тамбов : ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2012. – 132 с.
8. **Барсуков, В. И.** Молекулярная физика и начала термодинамики : учеб. пособие / В. И. Барсуков, О. С. Дмитриев. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2015. – 128 с.
9. **Барсуков, В. И.** Физика. Элементы атомной физики, физики ядра, физики твердого тела и жидкости : учеб. пособие / В. И. Барсуков, О. С. Дмитриев. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2014. – 112 с.
10. **Барсуков, В. И.** Физика. Электричество, магнетизм, волновая оптика [Электронный ресурс] : практикум для студентов, обучающихся по техническим направлениям подготовки и специальностям / В. И. Барсуков, О. С. Дмитриев, О. В. Исаева. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2016. – 99 с.
11. **Физика.** Практикум [Электронный ресурс] : учеб. пособие для студентов, обучающихся по техническим направлениям подготовки и специальностям / Ю. М. Головин, О. С. Дмитриев, О. В. Исаева и др. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВО «ТГТУ», 2017. – 153 с.

Задачники

12. **Чертов, А. Г.** Задачник по физике : учеб. пособие для втузов / А. Г. Чертов, А. А. Воробьев. – 8-е изд., перераб. и доп. – М. : Физматлит, 2006. – 640 с.

13. **Физика** : методические указания и контрольные задания для студентов-заочников инженерно-технических специальностей вузов / под ред. А. Г. Чертова. – М. : Высш. шк., 1987. – 208 с.

14. **Физика** : программа, методические указания и контрольные задания для студентов-заочников технологических специальностей вузов / В. Л. Прокофьев, В. Ф. Дмитриева и др. – М. : Высш. шк., 1998. – 143 с.

15. **Вязовов, В. Б.** Физика. Задачи и примеры [Электронный ресурс] : учебное пособие для студентов высших учебных заведений, обучающихся по техническим направлениям подготовки и специальностям / В. Б. Вязовов, О. С. Дмитриев, И. А. Осипова. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВО «ТГТУ», 2016. – 80 с.

Лабораторные работы

16. **Физика.** Механика. Колебания и волны. Гидродинамика. Электростатика : практикум / В. Б. Вязовов, О. С. Дмитриев, А. А. Егоров и др. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2012. – 120 с.

17. **Постоянный ток**, электромагнетизм, волновая оптика : практикум / В. И. Барсуков, О. С. Дмитриев, В. Е. Иванов, Ю. П. Ляшенко. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2014. – 104 с.

18. **Общая физика:** Молекулярная физика и термодинамика. Атомная, квантовая и ядерная физика. Физика твердого тела : лабораторный практикум / Ю. М. Головин, Ю. П. Ляшенко, В. Н. Холодилин, В. М. Поликарпов. – Тамбов : Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2013. – 96 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ВВЕДЕНИЕ	4
1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕХАНИКИ	6
1.1. КИНЕМАТИКА	6
1.1.1. Кинематика материальной точки	6
1.1.2. Уравнения движения	7
1.1.3. Ускорение	9
1.1.4. Тангенциальное и нормальное ускорения.....	10
1.1.5. Кинематика движения материальной точки по окружности	12
1.2. ДИНАМИКА	15
1.2.1. Динамика материальной точки.....	15
1.2.2. Второй закон Ньютона.....	16
1.2.3. Третий закон Ньютона.....	17
1.2.4. Механика твердого тела. Центр масс. Центр инерции	19
1.2.5. Момент силы. Момент импульса. Момент инерции.....	20
1.3. РАБОТА И ЭНЕРГИЯ	24
1.3.1. Работа, энергия, мощность.....	24
1.3.2. Кинетическая и потенциальная энергии.....	25
1.3.3. Кинетическая энергия вращения твердого тела.....	27
1.3.4. Космические скорости.....	28
1.4. ЗАКОНЫ СОХРАНЕНИЯ	29
1.4.1. Законы сохранения импульса и энергии.....	29
1.4.2. Соударения	30
1.4.3. Неинерциальные системы отсчета. Силы инерции и Кориолиса.....	31
1.5. МЕХАНИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ	33
1.5.1. Механические колебания.....	33
1.5.2. Метод векторных диаграмм. Энергия гармонических колебаний.....	34
1.5.3. Гармонический осциллятор. Пружинный, математиче- ский и физический маятники	36
1.5.4. Затухающие колебания.....	38
1.5.5. Вынужденные колебания. Резонанс.....	40
1.5.6. Упругие волны.....	41

1.6. МЕХАНИКА ЖИДКОСТЕЙ.....	44
1.6.1. Элементы механики жидкостей.....	44
1.7. ОСНОВЫ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ МЕХАНИКИ.....	46
1.7.1. Принцип относительности Галилея.....	46
1.7.2. Опыт Майкельсона–Морли	48
1.7.3. Постулаты Эйнштейна	48
1.7.4. Преобразования Лоренца.....	49
1.7.5. Относительность длин и промежутков времени.....	50
1.7.6. Интервал между событиями и его инвариантность.....	51
1.7.7. Релятивистский закон сложения скоростей.....	53
1.7.8. Релятивистский импульс.....	54
1.7.9. Релятивистское уравнение динамики.....	54
1.7.10. Релятивистские выражения для кинетической и полной энергии.....	55
1.7.11. Связь полной энергии и релятивистского импульса.....	56
2. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА.....	59
2.1. ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ.....	59
2.1.1. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории	60
2.1.2. Термодинамические параметры.	
Физический смысл понятия температуры.....	61
2.1.3. Уравнение состояния идеального газа.....	63
2.1.4. Закон Авагадро.....	63
2.1.5. Закон Дальтона.....	63
2.1.6. Кинетические явления.....	63
2.1.7. Законы идеальных газов.....	64
2.2. ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ.....	68
2.2.1. Первое начало термодинамики.....	69
2.2.2. Молярная теплоемкость.....	69
2.2.3. Изопроцессы.....	70
2.2.4. Круговой процесс (цикл).....	71
2.2.5. Энтропия.....	71
2.2.6. Цикл Карно.....	72
3. ЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНЕТИЗМ.....	74
3.1. ЭЛЕКТРОСТАТИКА.....	74
3.1.1. Электрический заряд. Закон Кулона.....	74

3.1.2. Электростатическое поле.....	75
3.1.3. Принцип суперпозиции электростатических полей.....	77
3.1.4. Теорема Остроградского–Гаусса.....	77
3.1.5. Циркуляция вектора напряженности электростатического поля.....	80
3.1.6. Потенциал.....	81
3.1.7. Проводники в электростатическом поле. Конденсаторы	82
3.1.8. Диэлектрики в электростатическом поле.....	85
3.2. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК.....	87
3.2.1. Электрический ток и его характеристики.....	87
3.2.2. Электродвижущая сила.....	88
3.2.3. Законы постоянного тока.....	89
3.2.3.1. Закон Ома для однородного участка цепи.....	89
3.2.3.2. Закон Ома для неоднородного участка цепи.....	91
3.2.3.3. Закон Ома для полной цепи.....	91
3.2.4. Разветвленные цепи. Правила Кирхгофа.....	91
3.2.5. Закон Джоуля–Ленца. Работа и мощность постоянного электрического тока.....	92
3.2.6. Коэффициент полезного действия источника тока.....	94
3.3. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ.....	96
3.3.1. Магнитное поле в вакууме. Взаимодействие токов.....	96
3.3.2. Поле движущегося заряда.....	97
3.3.3. Закон Био–Савара–Лапласа и его применение для расчета магнитных полей.....	99
3.3.4. Магнитное поле прямого проводника с током	100
3.3.5. Магнитное поле кругового тока	101
3.3.6. Поток вектора магнитной индукции	101
3.3.7. Движение зарядов в магнитном поле. Сила Лоренца	102
3.3.8. Силы, действующие на проводник с током в магнитном поле. Закон Ампера	103
3.3.9. Контур с током в магнитном поле	104
3.3.10. Работа по перемещению проводника и контура с током в магнитном поле	106
3.3.11. Эффект Холла	107
3.4. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ВЕЩЕСТВЕ	109
3.4.1. Намагничивание магнетика. Магнитный момент атома	109
3.4.2. Напряженность и индукция магнитного поля в магнетике	110

3.4.3. Виды магнетиков	111
3.4.4. Ферромагнетизм	112
3.4.5. Природа ферромагнетизма	114
3.5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ	116
3.5.1. Явление электромагнитной индукции	116
3.5.2. Явление самоиндукции	117
3.6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ	120
3.6.1. Электрический колебательный контур	120
3.6.2. Свободные колебания в реальном колебательном контуре	121
3.6.3. Вынужденные электромагнитные колебания	123
3.7. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА	124
3.7.1. Первое уравнение Максвелла. Вихревое электрическое поле	124
3.7.2. Ток смещения. Второе уравнение Максвелла	125
3.7.3. Система уравнений Максвелла. Электромагнитное поле	126
3.7.4. Электромагнитные волны	127
3.7.5. Экспериментальное исследование электромагнитных волн	128
3.7.6. Энергия электромагнитных волн. Вектор Пойтинга	129
3.7.7. Шкала электромагнитных волн	130
4. ВОЛНОВАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА	131
4.1. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА	131
4.1.1. Световая волна	131
4.1.2. Интерференция света	132
4.1.3. Интерференция в тонких пленках	134
4.1.4. Кольца Ньютона	135
4.1.5. Применения интерференции света. Просветление оптики	137
4.1.6. Интерферометр Майкельсона	138
4.1.7. Дифракция света	138
4.1.8. Принцип Гюйгенса–Френеля	139
4.1.9. Дифракция Фраунгофера на щели	141
4.1.10. Дифракционная решетка	142
4.1.11. Поляризация света	143
4.1.12. Поляризация при отражении и преломлении	145
4.1.13. Поляризация при двойном лучепреломлении	146

5. КВАНТОВАЯ ФИЗИКА	147
5.1. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	147
5.1.1. Тепловое излучение и его характеристики	147
5.1.2. Закон Кирхгофа	150
5.1.3. Закон Стефана–Больцмана	151
5.1.4. Законы Вина. Формула Релея–Джинса и «ультрафиолетовая катастрофа»	151
5.1.5. Гипотеза Планка. Квантовое объяснение законов теплового излучения	153
5.1.6. Оптическая пирометрия	153
5.1.7. Фотоэффект. Уравнение Эйнштейна	154
5.1.8. Фотоны. Импульс фотона. Давление света	155
5.1.9. Эффект Комптона	156
5.2. ОСНОВЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ	158
5.2.1. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества. Гипотеза де Бройля	158
5.2.2. Принцип неопределенности Гейзенберга	159
5.2.3. Волновая функция и ее свойства	159
5.2.4. Уравнение Шредингера	160
6. СТРОЕНИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВА	162
6.1. ФИЗИКА АТОМА	162
6.1.1. Модели атома Томсона и Резерфорда	162
6.1.2. Постулаты Бора	163
6.1.3. Линейчатый спектр атома водорода	164
6.1.4. Спектр атома водорода по Бору	165
6.1.5. Квантомеханическая модель атома водорода (результаты решения уравнения Шредингера)	167
6.2. ФИЗИКА ЯДРА	169
6.2.1. Атомное ядро, его состав и характеристики	169
6.2.2. Свойства ядерных сил	170
6.2.3. Модели атомного ядра	171
6.2.4. Радиоактивность. Закон радиоактивного распада	171
6.2.5. Элементарные и фундаментальные частицы	172
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	173
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	174

Учебное электронное издание

ДМИТРИЕВ Олег Сергеевич
ИСАЕВА Ольга Вячеславовна
ОСИПОВА Ирина Анатольевна
ХОЛОДИЛИН Валерий Николаевич

ФИЗИКА

КРАТКИЙ КУРС

Учебное пособие

Редактор Л. В. Комбарова
Инженер по компьютерному макетированию И. В. Евсеева

ISBN 978-5-8265-2344-5



Подписано к использованию 28.04.2020.

Тираж 50 экз. Заказ № 60

Издательский центр ФГБОУ ВО «ТГТУ»
392000, г. Тамбов, ул. Советская, д. 106, к. 14
Тел. 8(4752) 63-81-08
E-mail: izdatelstvo@tstu.ru

