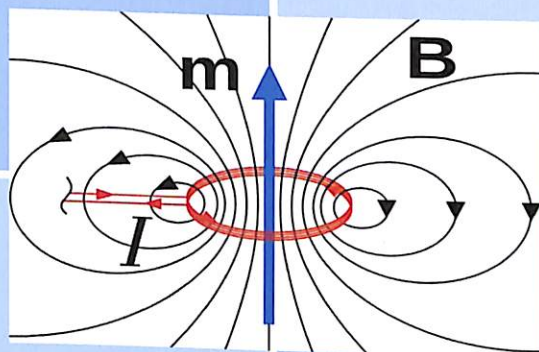


537
Т-88

Электричество и магнетизм

Турсунов И.Г.,
Мухамедов Г.И.,
Бабушкин О.Л.

КУРС ФИЗИКИ



537
7'88
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

ЧИРЧИКСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

Турсунов И.Г., Мухамедов Г.И., Бабушкин О.Л.

КУРС ФИЗИКИ

Электричество и магнетизм

Учебное пособие

5463--
O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI
TOSHKENT VILOYATI CHIRCHIQ
DAVLAT PEDAGOGIKA INSTITUTI
AXBOROT RESURS MARKAZI

Ташкент
«Университет»
2020

O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIIY VA O'RTA MAXSUS TA'LIM VAZIRLIGI
TOSHKENT VILOYATI CHIRCHIQ
DAVLAT PEDAGOGIKA INSTITUTI
AXBOROT RESURS MARKAZI
1-FILIALI

Турсунов И.Г., Мухамедов Г.И., Бабушкин О.Л. "Курс физики. Электричество и магнетизм". Учебное пособие. –Т.: "Университет", 2020, 172 с.

УДК: 537(075.8)

ББК: 22.33я73

Т 88

Пособие предназначено для студентов географического, химического и биологического направлений, обучающихся по учебному плану география, химия и биология. Пособие содержит краткие теоретические описания по физике, предусмотренные программой этой дисциплины.

Составители: и.о. проф. И.Г.Турсунов
проф. Г.И. Мухамедов
доцент О.Л. Бабушкин

Ответственный редактор: проф. Ю.В. Петров.

Одобрено учебно – методическим советом Чирчикского государственного педагогического института

ISBN: 978-9943-6554-9-2

© Издательство "Университет", Ташкент, 2020 г.

Глава I. ЭЛЕКТРОСТАТИКА

§ 1.1. Электризация тел. Электрический заряд

Еще в VII в. до н. э. древнегреческий ученый Фалес указал на способность янтаря, натертого шелком, притягивать легкие предметы. Но лишь в конце XVI в. английский врач и физик *Гильберт* заинтересовался явлением, описанным Фалесом. Он провел соответствующие опыты и обнаружил, что свойством притягивать легкие предметы обладает не только натертый шелком янтарь, но и стекло, фарфор и многие другие тела, предварительно натертые кожей, сукном и тому подобными мягкими материалами. Это явление Гильберт назвал *электризацией*.

Оказалось, что электризация бывает *только двух родов: положительная* (которую приобретает, например, стекло, натертое кожей) и *отрицательная* (которую приобретает, например, кожа, натирившая стекло). Выяснилось также, что разноименно наэлектризованные тела взаимно притягиваются, а одноименно наэлектризованные – отталкиваются.

Электризацию долгое время объясняли существованием особых электрических жидкостей (положительной и отрицательной), перемещающихся внутри тела или перетекающих из одного тела в другое. Только в 1881 г. была высказана (немецким физиком и физиологом *Гельмгольцем*) гипотеза, объясняющая электрические явления существованием *электрически заряженных элементарных частиц*. Впоследствии эта гипотеза подтвердилась открытием *электрона* (в 1897 г. английским физиком *Дж. Дж. Томсоном*) и *протона* (в 1919 г. английским физиком *Резерфордом*). Масса электрона $m = 9,1091 \cdot 10^{-31}$ кг, его заряд $e = -1,6021 \cdot 10^{-19}$ Кл (кулон). Протон имеет положительный заряд, равный по величине заряду электрона, масса протона в 1836 раз больше массы электрона. Существуют и другие элементарные частицы (позитроны, мезоны, нейтроны, нейтрино и т. д.), среди которых имеются как заряженные, так и нейтральные.

Все заряженные элементарные частицы имеют одинаковый по величине заряд, равный заряду электрона и называемый элементарным электрическим зарядом. Элементарный заряд является наименьшим (из известных) электрическим зарядом, это своего рода «атом электричества».

В наэлектризованном (заряженном) теле числа положительных и отрицательных элементарных частиц различны; в незаряженном теле эти числа равны между собой.

Тела, в которых электрические заряды могут свободно перемещаться, называются *проводниками*. Существуют два рода проводников. К проводникам *первого рода* относятся все металлы. Перемещающимися в них зарядами являются свободные электроны; перемещение не вызывает химических изменений в этих проводниках. К проводникам *второго рода* относятся электролиты (растворы солей, кислот и щелочей), в которых перемещаются *положительные* и *отрицательные* ионы, что ведет к химическим изменениям в самих проводниках.

Тела, в которых возможность перемещения зарядов весьма ограничена (мало свободных электронов или почти нет ионов), называются *диэлектриками* или *изоляторами*. К ним относятся, например, янтарь, стекло, дистиллированная вода, спирт. Промежуточное положение занимают *полупроводники* (селен, германий, кремний, графит и др.). Их *электропроводность* в значительной мере зависит от внешних условий, главным образом от температуры.

Участвуя в каких-либо процессах, электрические заряды могут перемещаться с одного тела на другое или перераспределяться в пределах одного тела, но не могут уничтожаться и создаваться. Иными словами, *в изолированной системе алгебраическая сумма электрических зарядов остается постоянной*. Это положение называется *законом сохранения электрического заряда*.

Единицей измерения электрического заряда (*количества электричества*) служит, как уже отмечалось, кулон (Кл). Эта единица устанавливается из соотношения, связывающего силу постоянного тока I в проводнике с электрическим зарядом q , прошедшим через поперечное сечение проводника и временем t его прохождения:

$$q = I \cdot t \quad (1.1)$$

Согласно (1.1), кулон - количество электричества, проходящее через поперечное сечение проводника при токе 1 А за время 1 с:

$$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ с}$$

Единица силы тока - *ампер* - является основной в СИ. Она устанавливается на основе взаимодействия двух параллельных проводников с током.

§ 1.2. Взаимодействие электрических зарядов в вакууме.

Электрическое поле и его напряженность

Электростатика изучает взаимодействие и условия равновесия *покоящихся* электрически заряженных тел, а также свойства этих тел, обусловленные *электрическими зарядами*.

Первые количественные исследования по электростатике были выполнены в 1785 г. французским физиком Кулоном, который опытным путем (с помощью крутильных весов) установил, что *два точечных заряда взаимодействуют в вакууме с силой F , пропорциональной величинам зарядов q_1 и q_2 , обратно пропорциональной квадрату расстояния r между ними и направленной по линии, соединяющей эти заряды (закон Кулона)*:

$$F = k \frac{q_1 q_2}{r^2}, \quad (1.2)$$

где: k - коэффициент пропорциональности.

Формула (1.2) справедлива не только для точечных зарядов, но и для заряженных шаров конечного размера. В этом случае r есть расстояние между центрами шаров. Сила взаимодействия заряженных тел иной формы вычисляется путем векторного сложения сил взаимодействия всех точечных зарядов, составляющих заряды этих тел.

Коэффициент пропорциональности в формуле (1.2) целесообразно представить в виде:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \quad (1.3)$$

где величина ϵ_0 называется *электрической постоянной* (или *диэлектрической проницаемостью вакуума*). Заметим далее, что коэффициент k нельзя положить равным единице (и, следовательно, значение ϵ_0 нельзя выбрать произвольно), поскольку единицы измерения всех физических величин, входящих в формулу (1.2), уже установлены ранее. Поэтому значение k , а следовательно, и ϵ_0 необходимо определить опытным путем.

Учитывая формулу (1.3), запишем закон Кулона (1.2) для взаимодействия зарядов в вакууме в окончательном виде:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}. \quad (1.4)$$

Опытное определение величины ϵ_0 дало для нее значение $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}$. Размерность ϵ_0 легко определить из закона Кулона (1.4):

$$[\epsilon_0] = \frac{[q_1][q_2]}{[F][r^2]} = \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} = \text{м}^{-3} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^4 \cdot \text{А}^2$$

Далее будет показано, что такая размерность соответствует размерности отношения фарада/метр (где фарада – единица измерения емкости). Поэтому единица измерения электрической постоянной ϵ_0 называется *фарадой на метр* (Ф/м). Итак,

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м.}$$

Электрические заряды, находясь на расстоянии друг от друга, взаимодействуют между собой *через пространство*. Такое взаимодействие может осуществляться только посредством поля, в данном случае – *электрического*. *Электрическим полем называется вид материи, посредством которого взаимодействуют электрические заряды*. Каждое заряженное тело окружено электрическим полем. Всякий заряд, помещенный в это поле, подвергается, согласно формуле (1.4), действию силы.

Пусть в некоторой точке поля заряда Q находится *малый положительный заряд* q_0 – так называемый *пробный заряд*. На него будет действовать сила F_0 . Отношение F_0/q_0 представляет собой силу, действующую на единичный положительный заряд, оно не зависит от величины пробного заряда и потому может служить характеристикой электрического поля. Векторная величина

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_0}{q_0} \quad (1.5)$$

называется *напряженностью электрического поля*. Она направлена так же, как сила F_0 (поскольку q_0 – скаляр). Таким образом, *напряженность электрического поля в данной точке есть вектор, равный по величине силе, действующей на единичный положительный заряд, помещенный в эту точку и совпадающий с ней по направлению*. Из формулы (1.5) следует, что *за единицу напряженности электрического поля принимается напряженность такого поля, которое действует на заряд в 1 Кл с силой в 1 Н*. Размерность

$$[E] = \frac{[F]}{[q]} = \frac{[Н]}{[Кл]} = \text{м} \cdot \text{кг} \cdot \text{сек}^{-3} \cdot \text{А}^{-1}.$$

Как будет показано далее, Н/Кл = вольт/метр (где *вольт* – единица измерения потенциала электрического поля). Поэтому единица измерения напряженности электрического поля получила название *вольт на метр* (В/м).

Электрическое поле наглядно изображается с помощью *силовых линий*. *Силовой линией электрического поля называется линия, в*

каждой точке которой касательная совпадает с вектором напряженности поля (рис. 1.1).



Рис. 1.1

Тогда по изображению электрического поля можно судить не только о направлении, но и о величине напряженности поля. Например, в окрестностях точки A (см. рис. 1.1) $E=2$ В/м, а в окрестностях точки B $E=4$ В/м.

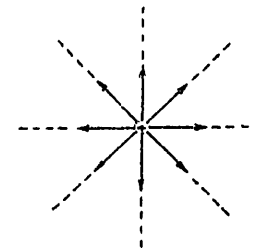


Рис. 1.2

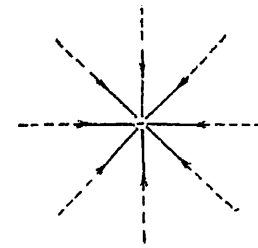


Рис. 1.3

Электрическое поле называется *однородным*, если во всех его точках напряженность E одинакова. В противном случае поле называется *неоднородным*.

На рис. 1.2 и 1.3 изображены электрические поля положительного и отрицательного точечных зарядов. Исходя из положительного заряда (или входя в отрицательный заряд), силовые линии теоретически простираются до бесконечности.

Величина напряженности электрического поля, создаваемого точечным (или шаровым) зарядом q , определяется по формулам (1.4) и (1.5) следующим образом:

$$E = \frac{F_0}{q_0} = \frac{q q_0}{4 \pi \epsilon_0 r^2 q_0}$$

Откуда:

$$E = \frac{q}{4 \pi \epsilon_0 r^2} \quad (1.6)$$

где: r – расстояние от заряда, создающего поле, до точки, в которой определяется напряженность. Таким образом, напряженность поля,

точечного заряда оказывается обратно пропорциональной *квадрату* расстояния от этого заряда.

Число силовых линий, пронизывающих некоторую поверхность (реальную или воображаемую), расположенную в электрическом поле, называется *потоком напряженности электрического поля* N через эту поверхность. Если поверхность *перпендикулярна* силовым линиям и напряженность поля E *одинакова* на всей поверхности, то:

$$N = E \cdot S, \quad (1.7)$$

где: S — площадь поверхности.

Согласно формуле (1.7), единицей измерения потока напряженности электрического поля является *вольт-метр* (В·м), тогда размерность

$$[N] = [E] \cdot [S] = \text{В/м} \cdot \text{м}^2 = \text{м}^3 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{А}^{-1}$$

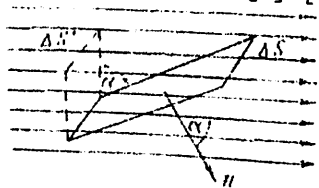


Рис. 1.4

Поток напряженности через такую элементарную площадку будет равен

$$\Delta N = E \cdot \Delta S' = E \Delta S \cos \alpha,$$

где: α — угол между силовой линией и нормалью n к площадке ΔS , $\Delta S'$ — проекция площадки ΔS на плоскость, перпендикулярную силовым линиям. Тогда поток напряженности поля через всю поверхность представится суммой элементарных потоков:

$$N = \sum_{i=1}^k E_i \Delta S_i \cos \alpha_i,$$

где: k — число элементарных площадок.

§ 1.3 Электрический диполь. Поле диполя

Электрическим диполем называется совокупность двух равных по величине разноименных точечных зарядов q , расположенных на некотором расстоянии друг от друга (рис. 1.5).

Произведение $q \cdot l = p$ называется *моментом диполя*; прямая линия, соединяющая заряды, называется *осью диполя*. Обычно момент диполя считают направленным по оси диполя в сторону положительного заряда.

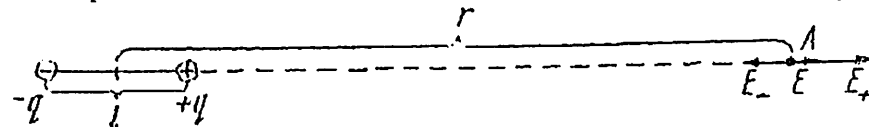


Рис. 1.5

Определим величину напряженности поля на продолжении оси диполя и на перпендикуляре к середине его оси.

1. Напряженность поля на продолжении оси диполя. Согласно рис. 1.5, напряженность E поля диполя в точке A направлена вдоль оси диполя и равна разности напряженностей E_+ и E_- , создаваемых положительным и отрицательными зарядами:

$$E = E_+ - E_-$$

Обозначив через r расстояние от A до середины оси диполя, можем на основании формулы (6) написать:

$$E_+ = \frac{q}{4\pi\epsilon_0(r-l/2)^2} \quad \text{и} \quad E_- = \frac{q}{4\pi\epsilon_0(r+l/2)^2}.$$

Тогда после простых преобразований получим:

$$E = \frac{lq}{2\pi\epsilon_0(r^2 - l^2/4)^2}.$$

Полагая $r \gg l$, т. е. рассматривая поле на достаточно большом расстоянии от диполя, пренебрежем $l^2/4$. Тогда:

$$E = \frac{lq}{2\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{p}{2\pi\epsilon_0 r^3}. \quad (1.8)$$

2. Напряженность поля на перпендикуляре к середине оси диполя. Согласно рис. 1.6, напряженность E поля диполя в точке A



Рис. 1.6

равна векторной сумме напряженностей E_+ и E_- , создаваемых положительным и отрицательным зарядами:

$$E = E_+ + E_-$$

Так как по величине заряды одинаковы и $r_+ = r_-$, то по величине $E_+ = E_-$. Тогда E является диагональю ромба, поэтому

$$E = 2E_- \cos \alpha$$

$$\text{Но } E_- = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r_+^2} \text{ и } \cos \alpha = \frac{l/2}{r_+}$$

$$\text{Следовательно: } E = \frac{lq}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

Полагая, как и раньше, $r \gg l$, примем $r_+ \approx r$. Тогда:

$$E = \frac{lq}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{p}{4\pi\epsilon_0 r^3} \quad (1.9)$$

Таким образом, на большом расстоянии от диполя напряженность электрического поля диполя обратно пропорциональна кубу расстояния.

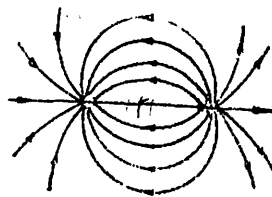


Рис. 1.7

Аналогичные построения вектора напряженности, выполненные для других точек пространства, окружающего диполь, показали, что поле диполя имеет вид, представленный на рис. 1.7.

§ 1.4. Теорема Остроградского – Гаусса и ее приложения

Определим поток напряженности поля электрических зарядов $q_1, q_2, q_3, \dots, q_n$ через некоторую замкнутую поверхность, окружающую эти заряды. При этом будем считать поток отрицательным, если он направлен внутрь поверхности, в противном случае, будем считать его положительным.

Рассмотрим сначала случай сферической поверхности радиусом R , окружающей один заряд q , находящийся в ее центре (рис. 1.8).

Согласно формуле (1.6), напряженность поля на всей сфере одинакова и равна:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2}$$

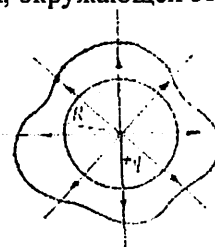


Рис. 1.8.

Силовые линии направлены по радиусам, т.е. перпендикулярно поверхности сферы. Это дает возможность применить для расчета потока напряженности N формулу (1.7):

$$N = ES = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} 4\pi R^2 = \frac{q}{\epsilon_0}, \quad (1.10)$$

где: $S = 4\pi R^2$ — площадь сферической поверхности.

Окружим теперь сферу произвольной замкнутой поверхностью. Как видно на рис. 1.8, каждая силовая линия, пронизывающая сферу, пронизет и эту поверхность. Следовательно, формула (1.10.) справедлива не только для сферы, но и для любой замкнутой поверхности, что следует из независимости потока от радиуса по формуле (1.10).

Если рассматривать общий случай произвольной поверхности, окружающей n зарядов, то очевидно, что поток напряженности через эту поверхность равен сумме потоков, создаваемых каждым из зарядов:

$$N = \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\epsilon_0},$$

или окончательно:

$$N = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i. \quad (1.11)$$

Таким образом, поток напряженности, пронизывающий любую замкнутую поверхность, окружающую электрические заряды, пропорционален алгебраической сумме окруженных зарядов.

Это положение называется теоремой Остроградского – Гаусса.

Теорема Остроградского – Гаусса представляет значительный практический интерес: с ее помощью можно очень просто определять напряженность полей, создаваемых заряженными телами различной формы. Рассмотрим несколько примеров.

||

§ 1.4. Теорема Остроградского – Гаусса и ее приложения
Определим поток напряженности поля электрических зарядов q_1
через некоторую замкнутую поверхность, окружающую

1. Напряженность поля равномерно заряженной бесконечной прямолинейной нити. Прежде всего, выясним, каков вид поля этой нити. Мысленно разобьем заряженную нить на бесконечно большое число точечных зарядов (рис. 1.9, а).

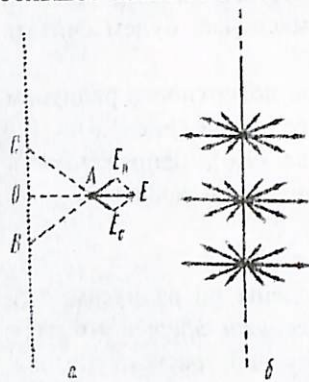


Рис. 1.9

Из некоторой точки опустим на нить перпендикуляр AO . Очевидно, что точечные заряды B и C , симметричные относительно AO , создадут в A напряженность E , направленную перпендикулярно нити. Так как вся нить состоит из симметричных (относительно AO) пар точечных зарядов, то результирующая напряженность поля в точке A будет направлена вдоль линии OA . То есть силовая линия, содержащая точку A , есть прямая, перпендикулярная нити.

При этом силовая линия будет исходящей, если нить заряжена положительно, и входящей, если нить заряжена отрицательно.

Проведя аналогичные рассуждения относительно других точек пространства, окружающего нить, придем к выводу, что электрическое поле равномерно заряженной бесконечной прямолинейной нити изображается радиальными силовыми линиями, перпендикулярными нити (рис. 1.9, б). Такой же вид будет иметь и поле конечной нити: искажения появятся только в окрестностях ее концов.

Определим теперь величину напряженности поля нити в некоторой точке A на расстоянии r от нити (рис. 10). Пусть линейная плотность заряда нити (т. е. заряд, приходящийся на единицу длины) равен ρ (Кл/м).

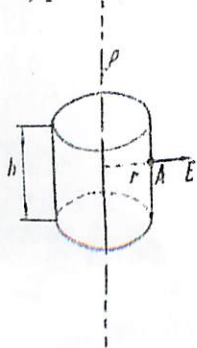


Рис. 1.10

Окружим часть h длины нити воображаемым цилиндром, ось которого совпадает с нитью, а боковая поверхность содержит точку A . Согласно теореме Остроградского – Гаусса, поток напряженности через поверхность этого цилиндра равен:

$$N = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i = \frac{\rho h}{\epsilon_0}, \quad (1.12)$$

где: $\sum_{i=1}^n q_i = \rho \cdot h$ – заряд части нити, окруженной цилиндром. С другой стороны, согласно (1.7):

$$N = E \cdot S = E \cdot 2\pi r h, \quad (1.13)$$

где $S = 2\pi r h$ – площадь боковой поверхности цилиндра. Приравняв друг к другу правые части соотношений (1.12) и (1.13), получим:

$$E = \frac{\rho}{2\pi\epsilon_0 r}. \quad (1.14)$$

Следовательно, напряженность поля нити обратно пропорциональна первой степени расстояния.

С помощью формулы (1.14) можно рассчитывать напряженность поля заряженного провода, тонкого стержня и т.п.

2. Напряженность поля равномерно заряженной бесконечной плоскости. Проводя рассуждения, подобные тем, которые имели место при выяснении вида поля нити, нетрудно убедиться, что силовые линии поля бесконечной заряженной плоскости перпендикулярны этой плоскости (рис. 1.11).

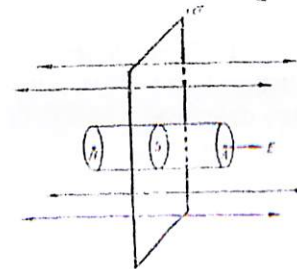


Рис. 1.11

Определим величину напряженности поля плоскости в некоторой точке A . Пусть поверхностная плотность заряда плоскости (т. е. заряд, приходящийся на единицу площади) равна σ (Кл/м²). Построим воображаемый цилиндр, ось которого перпендикулярна плоскости, а правое основание содержит точку A . Плоскость делит цилиндр пополам.

Согласно теореме Остроградского – Гаусса, поток напряженности через поверхность этого цилиндра равен:

$$N = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{i=1}^n q_i = \frac{\sigma S}{\epsilon_0}, \quad (1.15)$$

где: $\sum_{i=1}^n q_i = \sigma S$ – заряд части плоскости, окруженный цилиндром, S – площадь основания цилиндра. Весь поток проходит только через основания цилиндра, так как силовые линии параллельны боковой поверхности цилиндра. На обоих основаниях напряженность E поля одинакова, так как точки A и B симметричны относительно плоскости. Тогда, согласно формуле (1.7):

$$N = E \cdot 2S. \quad (1.16)$$

где: $2S$ – площадь оснований цилиндра. Приравняв друг к другу правые части соотношений (15) и (16), получим:

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}. \quad (1.17)$$

Таким образом, напряженность поля бесконечной заряженной плоскости пропорциональна поверхностной плотности заряда и не за-

висит от расстояния до плоскости. Следовательно, поле плоскости является однородным.

3. Напряженность поля между двумя бесконечными параллельными разноименно заряженными плоскостями. Пусть поверхностные плотности заряда плоскостей равны $+\sigma$ и $-\sigma$. На рис. 1.12 дан вертикальный разрез плоскостей; поле положительно заряженной плоскости изображено сплошными силовыми линиями, поле отрицательно заряженной плоскости – прерывистыми.

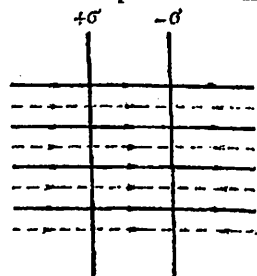


Рис. 1.12

Так как по величине поверхностные плотности заряда плоскостей одинаковы, то, согласно формуле напряженности поля (E_+ и E_-), создаваемого каждой из плоскостей, одинаковы:

$$E_+ = E_- = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

Как видно на рис. 1.12, поля между плоскостями складываются (силовые линии направлены в одну сторону).

Поэтому напряженность поля между плоскостями $E = E_+ + E_-$ или

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \quad (1.18)$$

Слева и справа от плоскостей поля *вычитаются* (силовые линии направлены навстречу друг другу). Поэтому здесь напряженность поля $E=0$.

Таким образом, поле между двумя бесконечными разноименно заряженными параллельными плоскостями *однородно*, а слева и справа от плоскостей оно отсутствует. Такой же вид имеет поле *конечных* параллельных плоскостей, искажение появляется только вблизи их границ.

С помощью формулы (1.18) можно рассчитывать напряженность поля внутри плоского конденсатора.

§ 1.5. Работа перемещения заряда в электрическом поле.

Потенциал

На всякий заряд, находящийся в электрическом поле, действует сила, которая может перемещать этот заряд. Определим работу A перемещения точечного положительного заряда q из точки O в точку n , совершаемую силами электрического поля *отрицательного* заряда Q (рис. 1.13).

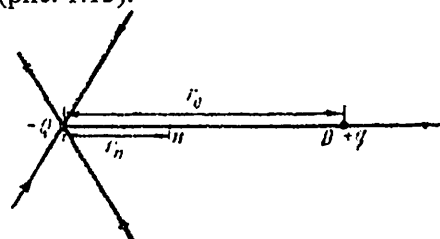


Рис. 1.13

По закону Кулона, сила, перемещающая заряд, является *переменной* и равной

$$F = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

где: r – *переменное* расстояние между зарядами.

Закон Кулона по форме аналогичен закону всемирного тяготения: и в том, и в другом случае силы обратно пропорциональны квадрату расстояния.

Для расчета работы по перемещению точечного заряда в поле заряда Q и, учитывая переменный характер силы электрического поля, разобьем путь на достаточно малые отрезки Δr , на каждом из которых можно считать силу постоянной.

Величина электрической силы на первом отрезке Δr_1 изменяется от $F = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r_0^2}$ до $F = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r_1^2}$. Положим, что на отрезке Δr_1 действует постоянная сила F_1 , равная среднему геометрическому этих сил:

$$F_1 = \sqrt{\frac{q^2 Q^2}{16\pi^2 \epsilon_0^2 r_0^2 r_1^2}} = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r_0 r_1}.$$

Тогда для работы перемещения точечного заряда на отрезке $\Delta r_1 = r_0 - r_1$ получим выражение

$$\Delta A_1 = F_1 \cdot \Delta r_1 = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r_0 r_1} (r_0 - r_1) = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0} \right).$$

Путем аналогичных рассуждений найдем выражения работы на других отрезках $\Delta r_2, \Delta r_3, \dots, \Delta r_{n-1}, \Delta r_n$. Складывая полученные равенства, найдем искомую работу A перемещения заряда в электрическом поле:

$$A = \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r_0}$$

или

$$A = q \left(\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_n} - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r_0} \right). \quad (1.19)$$

Учитываем, что изменение энергии измеряется работой, которую может совершить система, переходя из данного состояния в другое. Иными словами, работа A , совершаемая системой при переходе из одного состояния в другое, равна разности энергий, присущих системе в этих состояниях:

$$A = W_0 - W_n,$$

где: W_0 и W_n — энергии системы в исходном и конечном состояниях.

Исходя из этого, получаем, что величина $-\frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r}$ представляет собой потенциальную энергию W_n заряда в данной точке электрического поля:

$$W_n = -\frac{qQ}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.20)$$

Знак минус показывает, что по мере перемещения заряда силами поля его потенциальная энергия убывает, переходя в работу перемещения. Величина

$$\varphi = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.21)$$

равная потенциальной энергии единичного положительного заряда ($q = +1$), называется *потенциалом электрического поля* или *электрическим потенциалом*. Электрический потенциал не зависит от величины перемещаемого заряда и потому может служить характеристикой электрического поля, подобно тому, как гравитационный потенциал служит характеристикой гравитационного поля.

Подставив выражение потенциала (1.21) в формулу работы (1.19), получим

$$A = q(\varphi_0 - \varphi_n) \quad (1.22)$$

или

$$\varphi_0 - \varphi_n = A/q. \quad (1.23)$$

Полагая $q = +1$, получим

$$\varphi_0 - \varphi_n = A$$

Таким образом, разность потенциалов двух точек поля равна работе сил поля по перемещению единичного положительного заряда из одной точки в другую.

Переместим теперь заряд q (действуя против сил поля) из некоторой точки на бесконечность ($r_n = \infty$). Тогда, согласно формулам (1.21) и (1.23), $\varphi_n = 0$ и

$$\varphi_0 = A/q. \quad (1.24)$$

При $q = +1$ получим $\varphi_0 = A$. Следовательно, потенциал точки электрического поля равен работе перемещения единичного положительного заряда из данной точки на бесконечность.

Из формулы (1.24) установим единицу измерения потенциала, называемую *вольт* (В):

$$B = \text{Дж} / \text{Кл}, \quad (1.25)$$

т. е. вольт является потенциалом такой точки поля, при перемещении из которой заряда $+1$ Кл на бесконечность совершается работа в 1 Дж. Размерность потенциала

$$[\varphi] = [A]/[q] = \text{Дж}/\text{Кл} = \text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{А}^{-1}$$

Теперь, учитывая формулу (1.25), можно показать, что единица измерения напряженности электрического поля действительно равна В/м:

$$[E] = [F]/[q] = \text{Н}/\text{Кл} = \text{Н} \cdot \text{м}/\text{Кл} \cdot \text{м} = \text{Дж}/\text{Кл} \cdot \text{м} = \text{В}/\text{м}.$$

Если заряд Q , создающий поле, отрицателен, то силы поля препятствуют перемещению единичного положительного заряда на бесконечность, совершая тем самым отрицательную работу. Поэтому потенциал любой точки поля, созданного отрицательным зарядом, является отрицательным. Если же заряд, создающий поле, положителен, то силы поля сами перемещают единичный положительный заряд на бесконечность, совершая положительную работу. Поэтому потенциал любой точки поля положительного заряда является положительным. Исходя из этих соображений, можно записать выражение (1.21) в более общем виде:

$$\varphi = \pm \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (1.26)$$

где: знак минус относится к случаю отрицательного заряда, а знак плюс — к случаю положительного заряда Q .

Работа перемещения заряда в электрическом поле, как и работа перемещения массы в гравитационном поле, не зависит от формы пути, а зависит только от разности потенциалов начальной и конечной точек пути. Следовательно, электрические силы являются *потенциальными силами*. Поверхность, во всех точках которой потенциал одинаков, называется *эквипотенциальной*.

Из формулы (1.22) следует, что работа перемещения заряда вдоль эквипотенциальной поверхности равна нулю (так как $\varphi_0 = \varphi_n$). Это означает, что силы электрического поля направлены перпендику-

лярно эквипотенциальным поверхностям, т. е. силовые линии поля перпендикулярны эквипотенциальным поверхностям (рис. 1.14).

Таким образом, электрическое поле характеризуется двумя физическими величинами: *напряженностью* (силовая характеристика) и *потенциалом* (энергетическая характеристика); выясним, как они связаны между собою. Пусть положительный заряд q перемещается силой электрического поля с эквипотенциальной поверхности, имеющей потенциал φ_0 на близко расположенную эквипотенциальную поверхность, имеющую потенциал $\varphi_n < \varphi_0$ (рис. 1.14).

Напряженность поля E на всем малом пути Δx можно считать постоянной. Тогда работа перемещения

$$\Delta A = qE \cdot \Delta x, \quad (1.27)$$

где: qE — сила, перемещающая заряд на пути Δx . С другой стороны,

$$\Delta A = q(\varphi_0 - \varphi_n) = q \cdot \Delta \varphi, \quad (1.28)$$

где: $\varphi_0 - \varphi_n = \Delta \varphi$.

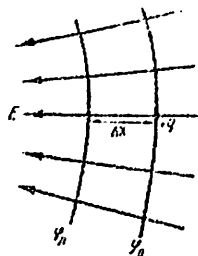


Рис. 1.14

Из формул (27) и (28) получим

$$E = - \Delta \varphi / \Delta x = - \text{grad } \varphi, \quad (1.29)$$

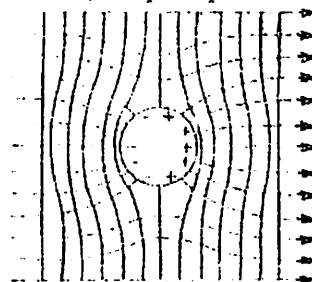
знак минус обусловлен тем, что напряженность поля направлена в сторону убывания потенциала, тогда как градиент потенциала направлен в сторону возрастания потенциала (рис. 1.14).

Итак, *напряженность поля равна по величине и противоположна по направлению градиенту потенциала*. Формула (1.29) также показывает, что единицей измерения напряженности электрического поля является В/м.

§ 1.6. Проводники в электрическом поле. Электроемкость.

Энергия заряженного проводника

Поместим в однородное электрическое поле *нейтральный* проводник, например металлический шар.



Под влиянием поля свободные электроны проводника начнут перемещаться против поля. В результате левая часть поверхности шара зарядится отрицательно, а правая, на которой окажется недостаток электронов, — положительно (рис 1.15). Это явление называется *электростатической индукцией*.

Рис. 1.15.

Индукцированные заряды создадут внутри проводника свое собственное поле, которое, очевидно, будет направлено противоположно внешнему полю, первоначально пронизывавшему проводник. Перераспределение зарядов в проводнике будет происходить до тех пор, пока внешнее поле внутри проводника не скомпенсируется собственным полем зарядов. При этом результирующее поле внутри проводника отсутствует, напряженность становится равной нулю, перераспределение зарядов прекращается. Отсутствие поля внутри проводника означает, что все его точки имеют одинаковый потенциал, т. е. проводник является эквипотенциальным телом и *поверхность проводника служит эквипотенциальной поверхностью*. Но в таком случае силовые линии внешнего поля вблизи проводника должны расположиться перпендикулярно поверхности проводника.

Итак, внесенный в электрическое поле проводник, *если* даже он не заряжен, вызывает искажение этого поля: вблизи проводника оно становится неоднородным. На рис. 1.15 изображены силовые линии поля (прерывистые) и эквипотенциальные поверхности (сплошные линии) вблизи проводника.

Очевидно, что электрическое поле будет отсутствовать не только внутри сплошного проводника, но и внутри полостей, имеющих в проводнике, например, внутри полого шара. На этом свойстве проводников основана так называемая *электростатическая защита*: прибор, который надо защитить от действия внешнего электрического поля, окружают со всех сторон проводником, например густой металлической сеткой.

Если проводник заряжен, то сообщенные ему заряды будут удаляться друг от друга под действием кулоновских сил отталкивания на возможно большее расстояние. Поэтому электрические заряды располагаются только на внешней поверхности проводника. Внутри проводника свободных зарядов нет. Наибольшая поверхностная плотность заряда оказывается на выпуклых частях проводника: ребрах, остриях, и т. п. Вблизи этих частей создается наибольшая напряженность поля заряженного проводника.

Так как поверхность проводника является эквипотенциальной, то заряженный проводник можно характеризовать потенциалом. Опыт показывает, что по мере увеличения заряда проводника возрастает и его потенциал: при изменении заряда на величину dq потенциал изменяется на величину $d\phi$, но отношения

$$C = \frac{dq}{d\phi} = \frac{q}{\phi}, \quad (1.30)$$

где q — заряд, ϕ — потенциал проводника, остаются постоянными. Величина C называется *емкостью* проводника. Это важная электрическая характеристика проводника, зависящая только от его размера и формы. Следует, однако, подчеркнуть, что данное утверждение справедливо лишь для *уединенного* проводника. Если же вблизи проводника находятся другие тела, то поля их зарядов (собственных или индуцированных) изменяют потенциал, а следовательно, и емкость проводника. Таким образом, согласно формуле (1.30), *емкость уединенного проводника численно равна заряду, изменяющему потенциал проводника на единицу*.

Единицей емкости является *фарада* — емкость такого уединенного проводника, которому заряд в 1 Кл сообщает потенциал в 1 В:

$$\Phi = \text{Кл} / \text{В}.$$

Согласно формуле (1.30), размерность емкости:

$$[C] = [q]/[\phi] = [\text{Кл}]/[\text{В}] = \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^4 \cdot \text{А}^2.$$

На рис. 1.16 изображены с помощью силовых линий электрические поля уединенного точечного заряда q (а) и уединенного проводящего шара (б) радиусом r , несущего заряд q .

На расстоянии $\geq r$ от точечного заряда и от центра шара эти поля оказываются совершенно одинаковыми. Поэтому потенциал поверхности шара радиусом r и емкостью C равен потенциалу эквипотенциальной поверхности, находящейся на расстоянии r от точечного заряда (изображена на рис. 1.16, а прерывистой линией).

Тогда, согласно формулам (1.30) и (1.26), 1.16:

$$\phi = \frac{q}{C} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r},$$

откуда:

$$C = 4\pi\epsilon_0 r, \quad (1.31)$$

$$\epsilon_0 = \frac{C}{4\pi r}. \quad (1.32)$$

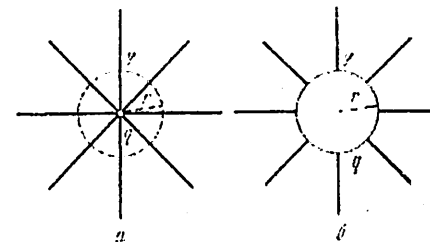


Рис. 1.16

Из формулы (1.32) непосредственно следует, что электрическая постоянная ϵ_0 должна измеряться в *фарадах на метр* (Ф/м).

Выразим из формулы (1.31) радиус шара r :

$$r = \frac{C}{4\pi\epsilon_0}.$$

Если $C = 1$ ф, то, учитывая, что $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, получим

$$r = \frac{1\text{Ф}}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \text{Ф/м}} = 9 \cdot 10^9 \text{ м} = 9 \cdot 10^6 \text{ км}.$$

Следовательно, емкостью в 1 Ф обладает уединенный проводящий шар радиусом в $9 \cdot 10^6$ км. Это чрезвычайно большая единица емкости. Поэтому в технике часто пользуются внесистемными единицами — *микрофарадой* и *пикофарадой*: $1 \text{ мкФ} = 10^{-6} \text{ Ф}$, $1 \text{ пФ} = 10^{-12} \text{ Ф}$, что соответствует емкостям уединенных проводящих шаров радиусами 9 км и 0,9 см.

Землю, в целом, можно считать проводящим шаром радиусом $R \approx 6400$ км. Тогда емкость земного шара равна:

$$C = \frac{64 \cdot 10^5 \text{ м} \cdot 1\text{Ф}}{9 \cdot 10^9 \text{ м}} = 711 \cdot 10^{-6} \text{ Ф} = 711 \text{ мкФ}.$$

Опытные работы показали, что Земля, в целом, обладает отрицательным зарядом, средняя величина которого оценивается, примерно, в полмиллиона кулонов. Положительный заряд располагается в ионосфере. Это слой высокой электрической проводимости из-за большого количества положительных ионов, образующихся в результате ионизации воздуха космическими лучами, ультрафиолетовой и корпускулярной радиацией Солнца. Нижняя граница этого слоя располагается на высоте 70-80 км, а верхняя — на высоте нескольких сотен км.

Величина изменения потенциала с высотой вблизи земной поверхности в среднем составляет около 130 В на метр. Почему же мы не чувствуем этого напряжения между головой и ногами в 200 В? Потому что наше тело является проводником, а его поверхность — экви-

потенциальной поверхностью. Поэтому не может быть разности потенциалов между ногами и головой.

Для зарядки проводника необходимо совершить определенную работу против кулоновских сил отталкивания между одноименными зарядами. Эта работа идет на увеличение электрической энергии заряженного проводника. Определим энергию заряженного проводника. Пусть первоначально нейтральному проводнику, имеющему емкость C , сообщается заряд q . Причем зарядка производится постепенно: малыми порциями заряда dq , переносимыми из бесконечности, где потенциал $\varphi_0 = 0$. По мере зарядки потенциал проводника возрастает. Обозначим этот переменный потенциал через φ . Тогда малая работа dA , совершаемая при переносе очередного заряда dq , выражается, согласно формуле (1.22), соотношением

$$dA = (\varphi_0 - \varphi) dq = -\varphi dq.$$

Согласно формуле (1.30), $dq = C \cdot d\varphi$, поэтому

$$dA = -C \varphi \cdot d\varphi.$$

Полная работа по зарядке проводника равна сумме всех малых работ dA :

$$A = \int_0^q dA = C \int_0^q \varphi \cdot d\varphi = -\frac{1}{2} C \varphi^2.$$

Знак минус показывает, что работа совершается внешними силами *против* сил поля заряженного проводника. Такую же по величине, но положительную работу может теперь совершить (в процессе разрядки) сам-заряженный проводник. Поэтому энергия заряженного проводника W выразится формулой

$$W = C \varphi^2 / 2, \quad (1.33)$$

или, согласно формуле (1.30),

$$W = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (1.34)$$

§ 1.7. Диэлектрики в электрическом поле. Поляризация диэлектриков

Опыт показывает, что помещенный в электрическое поле диэлектрик приобретает полярность: та часть его поверхности, в которую входят силовые линии, заряжается отрицательно, а противоположная часть — положительно. Это явление называется *поляризацией диэлектрика*. По внешнему проявлению процесс поляризации диэлектрика схож с рассмотренным ранее процессом электростатической индукции проводника. Однако по существу эти процессы различны. В диэлектрике нет свободных зарядов, которые могли бы перераспределяться под действием поля. Все разноименные заряды в диэлектрике *парно связаны* (электронная оболочка атома связана с его ядром, отрицательные ионы кристалла связаны с его положительными ионами и т. п.). Поляризация диэлектриков обусловлена небольшими смещениями связанных зарядов друг относительно друга, поворотом связанных зарядов относительно центра связи.

Молекула (или атом) может быть схематически представлена в виде положительно заряженной центральной области (атомного ядра), симметрично окруженной отрицательно заряженной электронной оболочкой. Относительно внешнего пространства такая молекула является нейтральной. Под влиянием электрического поля положительный заряд сместится в направлении поля, а электронная оболочка вытянется в противоположную сторону. Молекула станет *полярной* (дипольной), подобной электрическому диполю. Такого рода поляризация молекул называется *электронной*. Очевидно, что при помещении диэлектрика в электрическое поле все неполярные молекулы превратятся в дипольные, расположенные цепочками вдоль силовых линий поля.

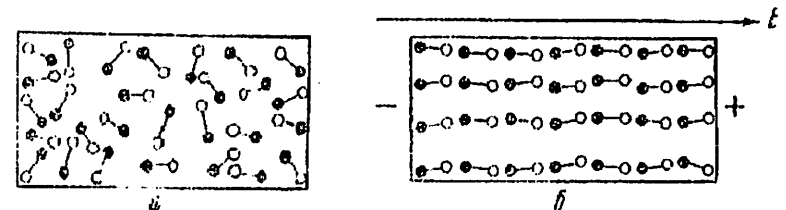


Рис. 1.17

Из-за этого торцы диэлектрика приобретут разноименные заряды — диэлектрик поляризуется. Степень электронной поляризации диэлектрика зависит от его свойств и величины напряженности поля E .

У некоторых диэлектриков молекулы всегда несимметричны в электрическом отношении, т. е. являются *дипольными*. К таким диэлектрикам относятся, например, вода, аммиак, эфир, ацетон. Благодаря тепловому движению дипольные молекулы расположены в диэлектрике беспорядочно, т. е. оси дипольных молекул имеют самые разнообразные направления (рис. 1.17, а). Поэтому диэлектрик в целом оказывается неполяризованным. Под влиянием электрического поля все дипольные молекулы диэлектрика повернутся так, что их оси расположатся *приблизительно* вдоль силовых линий поля. В результате диэлектрик поляризуется (рис. 1.17, б). Такого рода поляризация называется *ориентационной*, или *дипольной поляризацией*. Полной ориентации молекул препятствует тепловое движение. Степень ориентационной поляризации зависит от свойств диэлектрика, величины напряженности поля E и температуры.

При исчезновении внешнего поля исчезает и поляризация диэлектрика, так как тепловое движение сразу же разрушает ориентацию молекул.

§ 1.8. Электрическое поле в диэлектрике. Диэлектрическая проницаемость

Поляризация диэлектрика в электрическом поле ведет к ослаблению этого поля внутри диэлектрика. Действительно, пусть напряженность поля между двумя безграничными параллельными разноименно заряженными пластинами, находящимися в вакууме, равна E_0 . Поместим теперь между пластинами *однородный изотропный диэлектрик* (рис. 1.18). Поляризуясь, он создаст *свое собственное поле*

напряженностью E' , направленной против внешнего поля E_0 . Поэтому результирующая напряженность поля в диэлектрике E *меньше* E_0 на величину E' :

$$E = E_0 - E'.$$

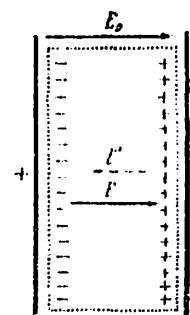


Рис. 1.18

Отношение напряженности поля в вакууме к напряженности поля в однородной изотропной диэлектрической среде при неизменных зарядах, создающих поле, называется *относительной диэлектрической проницаемостью* ϵ этой среды (или просто *диэлектрической проницаемостью*):

$$\epsilon = E_0 / E \quad (1.35)$$

Очевидно, что ϵ — величина *безразмерная*. Относительная диэлектрическая проницаемость количественно характеризует *свойство диэлектрика* поляризоваться в электрическом поле.

Диэлектрическая проницаемость всех газов близка к единице (1,0001 — 1,01). У большинства неполярных диэлектрических жидкостей ϵ лежит в пределах от 2 до 2,5, у твердых диэлектриков — от 2,5 до 8, у полярных жидкостей — от 10 до 81. У сегнетоэлектриков ϵ достигает величин порядка 10^4 и, кроме того, существенно зависит от величины напряженности внешнего поля. Для вакуума $\epsilon = 1$.

Так как напряженность электрического поля равна *силе взаимодействия электрических зарядов*, рассчитанной на единицу заряда, то:

$$E_0 / E = F_0 / F,$$

где: F_0 — сила взаимодействия зарядов в вакууме, F — сила взаимодействия тех же зарядов в диэлектрике. Поэтому формулу (1.35) можно переписать в виде:

$$\epsilon = F_0 / F \quad (1.36)$$

Следовательно, *диэлектрическая проницаемость показывает, во сколько раз уменьшается сила взаимодействия зарядов, находя-*

щихся в вакууме, если он заполнится однородным изотропным диэлектриком.

Сила F_0 взаимодействия точечных зарядов (q_1 и q_2) в вакууме равна, согласно закону Кулона,

$$F_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2},$$

где: r - расстояние между зарядами. Тогда, учитывая формулу (1.36), получим для силы (F) взаимодействия этих же зарядов в диэлектрике следующее выражение:

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2} \quad (1.37)$$

Получили закон Кулона для взаимодействия зарядов в диэлектрической среде.

Подобно последней формуле (1.37), происходят изменения в основных формулах данного раздела: напряженности электрического поля точечного заряда (1.6), теоремы Остроградского-Гаусса (1.11), потенциала (1.26), когда явления имеют место в однородном изотропном диэлектрике. Тогда в формулы, содержащие электрическую постоянную ϵ_0 , необходимо вводить относительную диэлектрическую проницаемость ϵ в качестве сомножителя при ϵ_0 :

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r^2}, \quad (1.38)$$

$$N = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \sum_{i=1}^n q_i \quad (1.39)$$

$$\varphi = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r}. \quad (1.40)$$

Произведение электрической постоянной ϵ_0 на относительную диэлектрическую проницаемость ϵ среды называется *абсолютной диэлектрической проницаемостью* $\epsilon_{\text{абс}}$ среды:

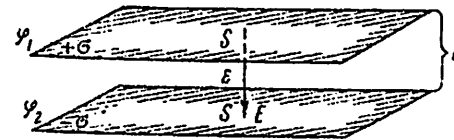
$$\epsilon_{\text{абс}} = \epsilon_0 \epsilon.$$

Поскольку ϵ - безразмерная величина, $\epsilon_{\text{абс}}$ измеряется в тех же единицах (Ф/м) и имеет такую же размерность ($\text{м}^{-3} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^4 \cdot \text{А}^2$), что и электрическая постоянная ϵ_0 .

§ 1.9. Конденсатор. Энергия электрического поля

Как было показано выше (см. §1.6), проводник, обладающий большой емкостью, должен иметь очень большие размеры. Например, уединенный металлический шар емкостью в 1 мкФ имеет радиус 9 км.

Можно, однако, создать такую систему, состоящую из проводников, разделенных диэлектриками, которая будет обладать большой емкостью при малых размерах. Такого рода электрическая система называется *конденсатором*.



Простейший конденсатор состоит из двух параллельных металлических пластин - обкладок, разделенных тонким слоем диэлектрика.

Рис. 1.19

Обкладкам этого конденсатора, называемого *плоским*, сообщаются разноименные равные по величине заряды (рис. 1.19).

В соответствии с формулой (1.30) емкость C плоского конденсатора равна отношению заряда q одной из его обкладок к разности потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$ этих обкладок:

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}. \quad (1.41)$$

Введем обозначения: d - расстояние между обкладками конденсатора, S - площадь каждой обкладки, σ - поверхностная плотность заряда обкладки, ϵ - диэлектрическая проницаемость среды, находящейся между обкладками. При малом значении d можно считать поле внутри конденсатора однородным. Тогда, учитывая, что напряженность поля E равна по величине градиенту потенциала, можно написать:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = Ed, \quad (1.42)$$

или учитывая, что $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ и наличие диэлектрика,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} d.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (1.41) и учитывая, что $q = \sigma S$, получим формулу емкости плоского конденсатора:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}. \quad (1.43)$$

Из этой формулы следует, что емкость плоского конденсатора тем больше, чем больше площадь обкладок и диэлектрическая проницаемость среды, разделяющей их, и чем меньше расстояние между обкладками.

Практически конденсатор обычно изготавливают из двух тонких, узких и длинных лент металлической фольги, проложенных очень тонкой лентой пропарафинированной бумаги. Получающаяся трехслойная полоса свертывается плотным рулоном. Такой конденсатор, имея размеры спичечного коробка, обладает емкостью 10 мкФ (металлический шар такой же емкости имел бы радиус 90 км). В конденсаторах переменной емкости применяются обычно газообразные и жидкие диэлектрики.

В связи с тем, что вне конденсатора электрическое поле отсутствует, заряженный конденсатор не может индуцировать заряды на расположенных по соседству с ним проводниках. Поэтому *соседние проводники не влияют на емкость конденсатора*. Конденсаторы находят широкое применение в электротехнике.

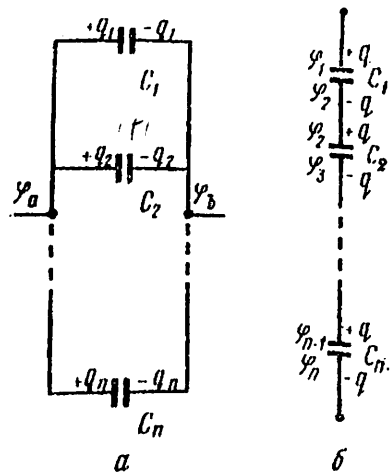


Рис. 1.20

Несколько конденсаторов можно объединить в батарею. Определим емкость конденсаторной батареи при *параллельном* и *последовательном* соединениях конденсаторов.

У всех параллельно соединенных конденсаторов разность потенциалов на обкладках одинакова и равна $\varphi_a - \varphi_b$, так как обкладки соединены проводником (рис. 1.20, а). Сумма одноименных зарядов на обкладках:

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = q.$$

Емкость такой батареи равна

$$C = \frac{q}{\varphi_a - \varphi_b} = \frac{q_1}{\varphi_a - \varphi_b} + \frac{q_2}{\varphi_a - \varphi_b} + \dots + \frac{q_n}{\varphi_a - \varphi_b},$$

где $\frac{q_1}{\varphi_a - \varphi_b} = C_1$ — емкость первого конденсатора, $\frac{q_2}{\varphi_a - \varphi_b} = C_2$ — емкость второго конденсатора и т. д. Поэтому

$$C = \sum_{i=1}^n C_i \quad (1.44)$$

У последовательно соединенных конденсаторов (рис. 1.20, б) заряды всех обкладок одинаковы по величине и равны q , а разность потенциалов

$$\varphi_1 - \varphi_n = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n).$$

Емкость такой батареи

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_n},$$

откуда:

$$\frac{1}{C} = \frac{\varphi_1 - \varphi_n}{q} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q} + \frac{\varphi_2 - \varphi_3}{q} + \dots + \frac{\varphi_{n-1} - \varphi_n}{q},$$

где: $\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q} = \frac{1}{C_1}$ — величина, обратная емкости первого конденсатора,

$\frac{\varphi_2 - \varphi_3}{q} = \frac{1}{C_2}$ — величина, обратная емкости второго конденсатора, и т. д.

Поэтому

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}. \quad (1.45)$$

Как всякий заряженный проводник, конденсатор обладает электрической энергией, которая в соответствии с формулой (1.33) равна

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2},$$

или учитывая формулы (1.42) и (1.43),

$$W = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2 S d}{2}.$$

Но $Sd = \Omega$ — объем, заключенный между обкладками конденсатора, поэтому

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2 \Omega}{2}. \quad (1.46)$$

Поскольку все электрическое поле сосредоточено *внутри* конденсатора, можно считать, что формула (1.46) выражает *энергию электрического поля конденсатора*. При этом оказывается, что энергия электрического поля пропорциональна квадрату его напряженности и *объему охваченного им пространства*. Этот вывод свидетельствует в пользу представления о материальности (реальности) поля.

Энергия электрического поля, приходящаяся на единицу занимаемого им объема, выражается соотношением

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}. \quad (1.47)$$

Величина w называется *плотностью энергии электрического поля*.

Из этой формулы следует, что емкость плоского конденсатора тем больше, чем больше площадь обкладок и диэлектрическая проницаемость среды, разделяющей их, и чем меньше расстояние между обкладками.

Практически конденсатор обычно изготавливают из двух тонких, узких и длинных лент металлической фольги, проложенных очень тонкой лентой пропарафинированной бумаги. Получающаяся трехслойная полоса свертывается плотным рулоном. Такой конденсатор, имея размеры спичечного коробка, обладает емкостью 10 мкФ (металлический шар такой же емкости имел бы радиус 90 км). В конденсаторах переменной емкости применяются обычно газообразные и жидкие диэлектрики.

В связи с тем, что вне конденсатора электрическое поле отсутствует, заряженный конденсатор не может индуцировать заряды на расположенных по соседству с ним проводниках. Поэтому *соседние проводники не влияют на емкость конденсатора*. Конденсаторы находят широкое применение в электротехнике.

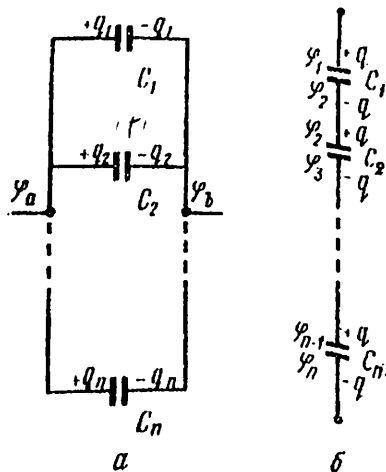


Рис. 1.20

Несколько конденсаторов можно объединить в батарею. Определим емкость конденсаторной батареи при *параллельном* и *последовательном* соединениях конденсаторов.

У всех параллельно соединенных конденсаторов разность потенциалов на обкладках одинакова и равна $\varphi_a - \varphi_b$, так как обкладки соединены проводником (рис. 1.20, а). Сумма одноименных зарядов на обкладках:

$$q_1 + q_2 + \dots + q_n = q.$$

Емкость такой батареи равна

$$C = \frac{q}{\varphi_a - \varphi_b} = \frac{q_1}{\varphi_a - \varphi_b} + \frac{q_2}{\varphi_a - \varphi_b} + \dots + \frac{q_n}{\varphi_a - \varphi_b},$$

где $\frac{q_1}{\varphi_a - \varphi_b} = C_1$ — емкость первого конденсатора, $\frac{q_2}{\varphi_a - \varphi_b} = C_2$ — емкость второго конденсатора и т. д. Поэтому

$$C = \sum_{i=1}^n C_i \quad (1.44)$$

У последовательно соединенных конденсаторов (рис. 1.20, б) заряды всех обкладок одинаковы по величине и равны q , а разность потенциалов

$$\varphi_1 - \varphi_n = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n).$$

Емкость такой батареи

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_n},$$

откуда:

$$\frac{1}{C} = \frac{\varphi_1 - \varphi_n}{q} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q} + \frac{\varphi_2 - \varphi_3}{q} + \dots + \frac{\varphi_{n-1} - \varphi_n}{q},$$

где: $\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q} = \frac{1}{C_1}$ — величина, обратная емкости первого конденсатора,

$\frac{\varphi_2 - \varphi_3}{q} = \frac{1}{C_2}$ — величина, обратная емкости второго конденсатора, и т. д.

Поэтому

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}. \quad (1.45)$$

Как всякий заряженный проводник, конденсатор обладает электрической энергией, которая в соответствии с формулой (1.33) равна

$$W = \frac{C(\varphi_1 - \varphi_2)^2}{2},$$

или учитывая формулы (1.42) и (1.43),

$$W = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 E^2 Sd}{2}.$$

Но $Sd = \Omega$ — объем, заключенный между обкладками конденсатора, поэтому

$$W = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2 \Omega}{2}. \quad (1.46)$$

Поскольку все электрическое поле сосредоточено *внутри* конденсатора, можно считать, что формула (1.46) выражает *энергию электрического поля конденсатора*. При этом оказывается, что энергия электрического поля пропорциональна квадрату его напряженности и *объему охваченного им пространства*. Этот вывод свидетельствует в пользу представления о материальности (реальности) поля.

Энергия электрического поля, приходящаяся на единицу занимаемого им объема, выражается соотношением

$$w = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2}. \quad (1.47)$$

Величина w называется *плотностью энергии электрического поля*.

Глава II. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК

§ 2.1. Электрический ток. Сила тока. Электродвижущая сила. Напряжение

Электрическим током называется упорядоченное (т. е. происходящее в определенном направлении) движение электрических зарядов. За направление тока принято считать направление движения положительных зарядов. Обычно электрический ток возникает под влиянием электрического поля.

Зарядим два проводника 1 и 2 разноименным электричеством до потенциалов φ_1 и φ_2 и соединим их третьим проводником 3 (рис. 2.1). Разность потенциалов $\varphi_1 - \varphi_2$, возникающая при этом на концах соединительного проводника,

создает внутри него электрическое поле, направленное в сторону падения потенциала. Если соединительный проводник является проводником первого рода, то в нем под действием поля начнется перемещение отрицательных зарядов (электронов) в направлении 231, т. е. по проводнику пойдет ток в направлении 132.

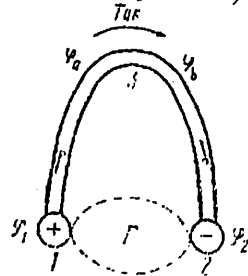


Рис. 2.1

Количество электричества (величина заряда) Δq , проходящее за одну секунду через поперечное сечение проводника, называется *силой тока* I :

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}, \quad (2.1)$$

где: Δt — промежуток времени прохождения заряда Δq .

Ток, сила и направление которого не изменяются со временем, называется *постоянным*; в противном случае, ток называется *переменным*.

В СИ единица силы тока — *ампер* (А) — является основной, установленной на основе взаимодействия двух параллельных проводников с током. По формуле же (2.1) устанавливается единица заряда в СИ — *кулон*.

Возвращаясь к рис. 2.1, заметим, что движение электронов по соединительному проводнику приведет к разрядке проводников 1 и 2 и к ликвидации разности потенциалов между ними. В результате напряженность поля внутри проводника будет равна нулю и ток прекратится. Для поддержания постоянного тока необходимо иметь специальное устройство Γ , внутри которого все время происходило бы

разделение разноименных зарядов и перенос положительных зарядов на проводник 1, а отрицательных — на проводник 2. Такое устройство называется *генератором* или *источником тока*.

Очевидно, что силы, разделяющие заряды в генераторе, имеют неэлектрическую природу, так как электрические силы могут только соединять, но не разделять разноименные заряды. Поэтому силы, разделяющие заряды в источнике тока, называются *сторонними электроразделительными силами*. Природа сторонних сил может быть разнообразной. В генераторе постоянного тока эти силы возникают за счет энергии магнитного поля и механической энергии вращения якоря; в аккумуляторе и гальваническом элементе — за счет энергии химических реакций; в полупроводниковом фотоэлементе — за счет электромагнитной энергии (света) и т. п.

Итак, простейшая *электрическая цепь* постоянного тока должна состоять из *соединительного проводника* 3 и *источника тока* Γ , непрерывно заряжающего проводники 1 и 2, называемые *полюсами* источника тока (см. рис. 2.1).

Разделению и переносу зарядов внутри источника тока препятствуют, во-первых, внутреннее электрическое поле, направленное от положительного полюса к отрицательному, и, во-вторых, сопротивление среды источника тока (например, вязкость электролита в аккумуляторе или в гальваническом элементе). Поэтому работа сторонней электроразделительной силы A складывается из работы A_1 , совершаемой против сил электрического поля внутри источника тока, и работы A' , совершаемой против сил сопротивления среды этого источника:

$$A = A_1 + A',$$

причем

$$A_1 = q(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где: q — *арифметическая* сумма зарядов (положительных и отрицательных), переносимых сторонней силой на полюсы источника тока вопреки действию электрического поля. Поэтому можно написать

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) + A'.$$

Работа, совершаемая сторонней электроразделительной силой внутри источника при перемещении между его полюсами единичного заряда, называется *электродвижущей силой* источника тока (э. д. с.). Обозначив э. д. с. буквой ε , получим:

$$\varepsilon = A/q, \text{ или } \varepsilon = (\varphi_1 - \varphi_2) + A'/q \quad (2.2)$$

Если полюсы источника тока разомкнуты (соединительный проводник 3 отсутствует), то $A' = 0$, так как в этом случае сторонняя сила

не перемещает зарядов внутри источника тока, а лишь поддерживает установившееся (на полюсах) разделение зарядов. Тогда, согласно формуле (2.2),

$$\varepsilon = \varphi_1 - \varphi_2.$$

т. е. *электродвижущая сила равна разности потенциалов на полюсах разомкнутого источника тока*. Разность потенциалов на полюсах источника тока, замкнутого внешней электрической цепью, называется *напряжением* источника тока. Напряжение меньше э. д. с. на величину A'/q . Таким образом, электродвижущая сила равна той максимальной возможной разности потенциалов, которая устанавливается на полюсах данного источника тока, когда они разомкнуты. На любом участке внешней электрической цепи, т. е. между любыми двумя поперечными сечениями соединительного проводника 3, существует некоторая разность потенциалов $\varphi_a - \varphi_b = U$; она называется *напряжением* или *падением напряжения* на этом участке цепи (см. рис. 2.1).

Очевидно, что как электродвижущая сила, так и напряжение измеряются единицами потенциала (вольт).

§ 2.2. Ток в металлических проводниках. Сопротивление.

Законы Ома. Работа и мощность тока

Как уже отмечалось (см. § 1.1), ток в металлических проводниках представляет собой упорядоченное движение свободных электронов (*электронная проводимость*). Однако это движение затруднено из-за столкновения электронов с ионами кристаллической решетки металла, в результате они быстро теряют свою скорость (упорядоченного движения).

Таким образом, металлический проводник оказывает току определенное сопротивление. Для того чтобы преодолеть это сопротивление и получить постоянный электрический ток, необходимо поддерживать внутри проводника постоянное электрическое поле, т. е. необходимо поддерживать постоянную разность потенциалов (напряжение) на концах проводника. Очевидное, что сила тока должна зависеть, по крайней мере, от двух факторов: от напряжения, приложенного к проводнику, и от сопротивления проводника.

Еще в 1826 г. немецкий физик *Ом* опытным путем установил, что сила тока в проводнике пропорциональна напряжению U между концами этого проводника:

$$I = kU \quad (2.3)$$

где: k — коэффициент пропорциональности, называемый *электропроводностью*, или *проводимостью*, проводника. Величина

$$R = 1/k,$$

обратная проводимости, называется *электрическим сопротивлением* проводника. Вводя в формулу (2.3) сопротивление R , получим:

$$I = U/R \quad (2.4)$$

Соотношение (2.4) выражает *закон Ома* для участка цепи (не содержащего источника тока): *сила тока в проводнике пропорциональна приложенному напряжению и обратно пропорциональна сопротивлению проводника*.

Согласно формуле (2.4), за единицу измерения сопротивления следует принять сопротивление такого проводника, в котором при напряжении в 1 В устанавливается ток силой в 1 А. Эта единица названа *омом* (Ом):

$$\text{Ом} = \text{В}/\text{А}.$$

Размерность сопротивления

$$[R] = [U] / [I] = \text{В} / \text{А} = \text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{А}^{-2}$$

Поскольку сопротивление, оказываемое току металлическим проводником, обусловлено столкновением свободных электронов с ионами металла, можно предполагать, что это сопротивление должно

зависеть от формы, размеров и вещества проводника. Согласно экспериментальным исследованиям Ома, сопротивление проводника прямо пропорционально его длине и обратно пропорционально площади поперечного сечения S :

$$R = \rho \cdot l / S \quad (2.5)$$

где коэффициент пропорциональности ρ , характеризующий материал, из которого изготовлен проводник, называется *удельным сопротивлением* вещества проводника.

Из формулы (2.5) следует соотношение:

$$\rho = RS / l, \quad (2.6)$$

полагая в нем $S = 1$ и $l = 1$, получим $\rho = R$. Следовательно, *удельное сопротивление вещества равно выраженному в омах сопротивлению куба с ребром 1 м из данного вещества при токе, параллельном одному из ребер куба*. Размерность удельного сопротивления:

$$[\rho] = [R] \cdot [S] / [l] = \text{Ом} \cdot \text{м} = \text{м}^3 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-3} \cdot \text{А}^{-2}.$$

Согласно формуле (2.6), единицей удельного сопротивления является 1 *омметр* (Ом · м): удельное сопротивление такого вещества, куб из которого с ребром 1 м имеет сопротивление 1 Ом.

На практике удельное сопротивление зачастую измеряют во *внесистемных* единицах, не имеющих специального названия: Ом · мм²/м и Ом · см²/см = Ом · см (последняя единица называется иногда *омсантиметром*). Очевидно, что

$$1 \text{ Ом} \cdot \text{см} = 0,01 \text{ Ом} \cdot \text{м} \quad \text{и} \quad 1 \text{ Ом} \cdot \text{мм}^2/\text{м} = 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Сопротивление и удельное сопротивление проводников зависят от внешних условий, особенно от температуры. С повышением температуры усиливается хаотическое движение ионов металлической решетки, затрудняя, тем самым, упорядоченное движение электронов. Поэтому сопротивление металлов увеличивается с повышением температуры. Опыт показывает, что в первом приближении сопротивление всех металлов связано с температурой линейной зависимостью:

$$R = R_0 (1 + \alpha t) \quad (2.7)$$

где: R_0 — сопротивление проводника при 0 °С, t — температура, α — *температурный коэффициент сопротивления*. Для большинства металлов (при не очень низкой температуре) $\alpha \approx 0,004 \text{ К}^{-1}$.

На зависимости сопротивления от температуры основано устройство *электротермометров сопротивления*: по величине сопротивления проводника рассчитывается температура, соответствующая этому сопротивлению.

Введем в формулу (2.4) выражение сопротивления (2.5):

$$I = \frac{U}{R} = \frac{US}{\rho l}.$$

Разделим обе части выражения на S :

$$\frac{I}{S} = \frac{1}{\rho} \frac{U}{l} = \gamma \frac{U}{l},$$

где: $\frac{1}{\rho} = \gamma$ — *удельная проводимость* вещества проводника. Учитывая, что *градиент потенциала (напряжения) $U/l = E$ — напряженность электрического поля в проводнике, а $l/S = i$ — плотность тока* (ток через единицу площади поперечного сечения проводника), получим

$$i = \gamma E. \quad (2.8)$$

Это соотношение, связывающее плотность тока в любой точке внутри проводника с напряженностью электрического поля в данной точке, называется *законом Ома в дифференциальной форме*.

Определим теперь работу, совершаемую постоянным током в проводнике, имеющем сопротивление R и находящемся под напряжением $\varphi_1 - \varphi_2 = U$. Так как ток представляет собой перемещение заряда q под действием электрического поля, то работу тока можно определить по известному соотношению (1.22):

$$A = qU$$

Учитывая формулу (2.1) и закон Ома (2.4), можно написать для работы тока еще следующие выражения:

$$A = IUt, \quad (2.9)$$

$$A = I^2 Rt, \quad (2.9')$$

$$A = \frac{U^2 t}{R}, \quad (2.9'')$$

где: t — время, за которое рассчитывается работа. Поделив обе части каждого из этих равенств на время t , получим соответствующие выражения мощности N постоянного тока:

$$N = IU \quad (2.10)$$

$$N = I^2 R \quad (2.10')$$

$$N = U^2 / R \quad (2.10'')$$

Если сила тока измеряется в *амперах*, напряжение — в *вольтах*, сопротивление — в *омах* и время — в *секундах*, то работа тока выражается в *джоулях*, а мощность — в *ваттах*.

Опыт показывает, что ток всегда вызывает некоторое нагревание проводника. Нагревание обусловлено тем, что кинетическая энергии движущихся по проводнику электронов (т. е. энергия тока) переходит в теплоту при каждом столкновении электрона с ионом металлической решетки проводника. Если падение напряжения U в про-

воднике вызвано одним только сопротивлением проводника, то вся работа тока идет на нагревание проводника (и окружающей среды).

В этом случае количество теплоты Q , выделяющееся в проводнике, определяется равенствами:

$$Q = A = IUt = I^2 R t = \frac{U^2 t}{R} \quad (2.11)$$

Данные соотношения выражают закон Джоуля – Ленца. Впервые этот закон был установлен опытным путем Джоулем (1843 г.) и независимо от него Э. Х. Ленцем (1844 г.).

На тепловом действии тока основан целый ряд электрических приборов: тепловые электроизмерительные приборы, лампы накаливания, электропечи, электросварочная аппаратура, установки для обогрева парников, бытовые электронагревательные приборы и т. п.

Отметим, что в цепи, состоящей из нескольких электронагревательных приборов, соединенных *последовательно*, сила тока во всех приборах одинакова. Поэтому в соответствии с формулой (2.11) наибольшее количество теплоты выделится в приборе с *наибольшим* сопротивлением. При *параллельном* соединении электронагревательных приборов одинаковым будет напряжение на всех приборах. В этом случае, согласно формуле (2.11), наибольшее количество теплоты выделится в приборе с *наименьшим* сопротивлением.

В заключение найдем зависимость между электродвижущей силой $\mathcal{E}$ источника тока и силой тока I в замкнутой электрической цепи. Сопротивление R проводника, соединяющего полюсы источника тока, принято называть *внешним*, а сопротивление r самого источника тока — *внутренним* сопротивлением (рис. 2.2).

Согласно формуле (2.2):

$$\mathcal{E} = U + A' / q, \quad (2.12)$$

где: $\varphi_1 - \varphi_2 = U$ — напряжение на внешнем сопротивлении, A' — работа перемещения заряда q внутри источника тока, т. е. работа тока на внутреннем сопротивлении r . Тогда, согласно формуле (2.9), $A' = I r t$. Подставляя это выражение работы в формулу (2.12) и учитывая, что $q = It$ и $U = IR$, можем написать:

$$\mathcal{E} = IR + \frac{I^2 r t}{It},$$

$$\mathcal{E} = IR + Ir. \quad (2.13)$$

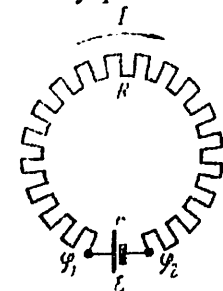


Рис. 2.2
откуда:

Так как согласно закону Ома (2.4), произведения IR и Ir представляют собой падения напряжения на внешнем и на внутреннем участке цепи, то соотношению (2.13) можно дать следующее толкование: *в замкнутой электрической цепи электродвижущая сила источника тока равна сумме падений напряжений на всех участках цепи.*

Приведя соотношение (13) к виду

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \quad (2.14)$$

получим выражение закона Ома для замкнутой электрической цепи: *сила тока пропорциональна электродвижущей силе и обратно пропорциональна полному сопротивлению цепи ($R + r$).*

Понятно, что соотношение (2.13) также является выражением этого закона Ома.

Если в цепь источника тока с электродвижущей силой $\mathcal{E}$ и внутренним сопротивлением r последовательно включить несколько проводников сопротивлениями R_1, R_2, R_3 и т. д., то, согласно соотношению (2.13), сила тока в такой цепи будет равна

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R_1 + R_2 + R_3 + \dots + r},$$

где: сумма $R_1 + R_2 + R_3 + \dots + r$ представляет собой полное сопротивление цепи. Таким образом, *полное сопротивление цепи, состоящей из нескольких последовательно соединенных проводников, равно сумме сопротивлений отдельных проводников.*

§ 2.3. Разветвленная электрическая цепь. Правила Кирхгофа

До сих пор мы рассматривали простейшие электрические цепи, состоящие только из одного замкнутого проводящего контура (рис 2.3). Такие цепи называются *неразветвленными*. На всех участках неразветвленной цепи силы тока одинаковы. Расчет неразветвленных цепей (т. е. определение силы тока, э. д. с. и сопротивления) легко выполняется с помощью законов Ома (2.4) и (2.14).

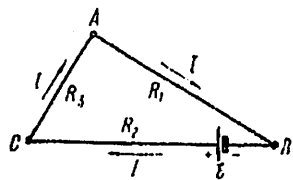


Рис. 2.3

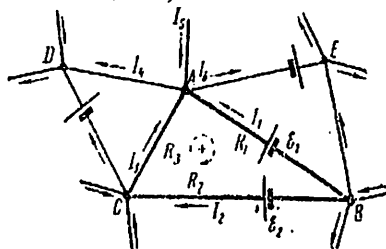


Рис. 2.4

Более сложной является разветвленная электрическая цепь. Она состоит из нескольких замкнутых проводящих контуров ($ABCD$, $ACDA$ и т. д.), имеющих общие участки; в каждом контуре может быть несколько источников тока (рис. 2.4). Силы тока на отдельных участках замкнутого контура разветвленной цепи могут быть различными как по величине, так и по направлению (см., например, контур $ABCA$). Непосредственный расчет разветвленной цепи по законам Ома затруднителен, но может быть значительно упрощен применением правил Кирхгофа (сформулированных в 1847 г. Кирхгофом).

Назовем узлами разветвлений такие точки цепи, в которых сходится не менее трех проводников (например, точка A на рис. 2.4). При этом ток, входящий в узел, будем считать положительным, а ток, выходящий из узла — отрицательным. Первое правило Кирхгофа утверждает, что алгебраическая сумма сил тока в узле разветвления равна нулю:

$$\sum I = 0. \quad (2.15)$$

Соотношение (2.15) выражает тот факт, что при постоянном токе не происходит накопления зарядов в узлах (потенциалы узлов остаются неизменными). Следовательно, за единицу времени одинаковое количество электричества входит в узел и выходит из него.

Применительно к узлу A первое правило Кирхгофа запишется так:

$$I_1 + I_2 - I_4 + I_5 - I_6 = 0.$$

Второе правило Кирхгофа относится к замкнутым контурам разветвленной цепи. Условимся считать *положительным* направление обхода контура по часовой стрелке. Для контура $ABCA$ оно указано прерывистой линией со стрелкой. Токи, идущие в положительном направлении обхода, будем считать положительными, противоположные токи — отрицательными. Точно так же будем приписывать электродвижущим силам знак плюс, если они создают ток в положительном направлении обхода контура; в противном случае будем приписывать электродвижущим силам знак минус. Второе правило Кирхгофа утверждает, что в замкнутом контуре разветвленной цепи алгебраическая сумма электродвижущих сил источников тока равна алгебраической сумме произведений сил тока на сопротивления соответствующих участков этого контура:

$$\sum \varepsilon = \sum IR \quad (2.16)$$

Соотношение (2.16) является обобщением закона Ома (2.13) на случай контура разветвленной цепи, содержащей несколько источников тока. Отметим, что, не будучи связанным с постоянством тока, второе правило Кирхгофа применимо и к цепи переменного тока.

При расчете разветвленной цепи надо, пользуясь правилами Кирхгофа, составить *независимые* уравнения для нескольких узлов (2.15) и контуров (2.16); число уравнений должно равняться числу искомых величин (сил тока, э. д. с. и сопротивлений). Для составления независимых уравнений надо использовать только такие контуры, которые различаются хотя бы одним участком, и только такие узлы, которые различаются хотя бы одной силой тока. Направления искомых сил тока выбираются произвольным образом. Если направление, принятое для какой-либо из сил тока, не соответствует действительному, то в результате расчета по правилам Кирхгофа эти силы получатся отрицательными.

§ 2.4. Контактная разность потенциалов.

Термоэлектрические явления

В 1797 г. итальянский физик Вольта опытным путем установил, что при тесном соприкосновении двух разнородных металлов между ними возникает разность потенциалов, зависящая только от их химического состава и температуры (первый закон Вольты).

Эта разность потенциалов названа *контактной*. Вольта же выявил ряд металлов, в котором каждый предыдущий металл при контакте с одним из последующих приобретает положительный потенциал (ряд Вольты):

Al, Zn, Sn, Cd, Pb, Sb, Bi, Hg, Fe, Cu, Ag, Au, Pt, Pd.

Под *тесным* соприкосновением подразумевается сближение поверхностей металлов на расстояние порядка размера ячейки кристаллической решетки, что может быть обеспечено, например, путем сварки металлов. Рассмотрим причины, вызывающие контактную разность потенциалов.

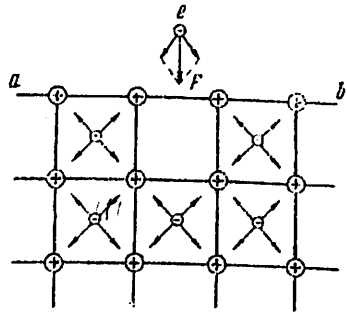


Рис. 2.5

На рис. 2.5 схематически изображена часть кристаллической решетки металла. Силы притяжения к положительным ионам решетки, действующие на свободные электроны, находящиеся внутри металла, в среднем взаимно уравновешиваются. Это дает возможность электронам свободно передвигаться внутри металла между узлами решетки.

Если по какой-либо причине электрон e выйдет за пределы металла (через поверхность ab), то на него начнут действовать *неуравновешенные* силы притяжения со стороны ионов поверхности металла и со стороны того избыточного положительного заряда, который возник в металле в связи с потерей электрона e . Результирующая сила F , направленная в сторону металла, возвратит электрон в металл. Таким образом, для того чтобы покинуть металл и уйти в окружающую среду, электрон должен совершить работу против сил притяжения к металлу, действующих на расстоянии порядка размера кристаллической ячейки (10^{-8} см).

Работа A , которую необходимо совершить электрону, чтобы уйти из металла, называется *работой выхода электрона из металла*.

Работу выхода принято измерять в *электрон вольтах* (эВ). Один электрон вольт равен работе перемещения электрона в электрическом

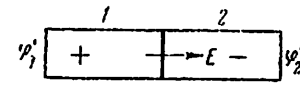


Рис. 2.6

Осуществим контакт двух различных металлов 1 и 2, имеющих различную работу выхода, соответственно A_1 и A_2 , причем $A_1 < A_2$ (рис. 2.6).

поле между точками с разностью потенциалов в 1 В. Так как заряд электрона $|e| = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, то

$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \cdot 1 \text{ В} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

Величина работы выхода у различных чистых металлов колеблется в пределах нескольких электрон вольт (у цезия $A = 1,81$ эВ, у платины $A = 6,27$ эВ).

Очевидно, что свободный электрон, попавший (в процессе теплового движения) на поверхность раздела металлов, будет втянут во второй металл, так как со стороны этого металла на электрон действует большая сила притяжения ($A_2 > A_1$). Следовательно, через поверхность соприкосновения металлов происходит «перекачка» свободных электронов из первого металла во второй, в результате чего первый металл зарядится положительно, второй — отрицательно. Возникающая при этом разность потенциалов $\phi'_1 - \phi'_2$ создает электрическое поле напряженностью E , которое затрудняет дальнейшую «перекачку» электронов и совсем прекратит ее, когда работа перемещения электрона за счет контактной разности потенциалов станет равна разности работ выхода:

$$e(\phi'_1 - \phi'_2) = A_2 - A_1$$

или

$$\phi_1 - \phi_2 = -\frac{A_1 - A_2}{e}, \quad (2.17)$$

где: e — абсолютная величина заряда электрона. Значение $\phi'_1 - \phi'_2$ составляет обычно около одного вольта.

Предположим теперь, что в контакт приведены два металла 1 и 2, имеющие одинаковые работы выхода $A_1 = A_2$, но *различные концентрации свободных электронов* n_{01} и $n_{02} < n_{01}$ (число электронов в единице объема). Тогда начнется *преимущественный* перенос свободных электронов из первого металла во второй. В результате первый металл зарядится положительно, второй — отрицательно. Между металлами возникнет разность потенциалов $\phi_1 - \phi_2$, которая прекратит дальнейший преимущественный перенос электронов. Теоретический расчет показывает, что разность потенциалов зависит от соот-

ношения концентраций свободных электронов в металлах и от температуры T :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{kT}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} \quad (2.18)$$

В общем случае контакта металлов, различающихся по работе выхода и концентрацией свободных электронов, контактная разность потенциалов, согласно формулам (2.17) и (2.18), равна:

$$\varphi_1 - \varphi_2 = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} \quad (2.19)$$

Из формулы (2.19) непосредственно следует первый закон Вольты, поскольку контактная разность потенциалов выражается только через характеристики проводников (A_1, A_2, n_{01} и n_{02}, T).

Приведем в соприкосновение несколько (например, четыре) разнородных металлических проводников, имеющих одинаковую температуру (рис. 2.7, а). Пользуясь формулой (2.19), легко показать, что сумма контактных разностей потенциалов соприкасающихся пар проводников равна:

$$\varphi_1 - \varphi_4 = -\frac{A_1 - A_4}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{04}}$$

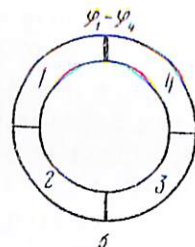
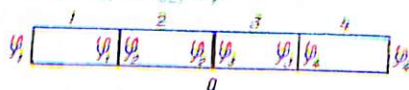


Рис. 2.7

Следовательно, разность потенциала на концах разомкнутой цепи, составленной из нескольких последовательно соединенных проводников, равна контактной разности потенциалов, создаваемой концевыми проводниками (1 и 4), и не зависит от промежуточных проводников (2 и 3).

Это положение, также установленное экспериментально Вольтой, называется *вторым законом Вольты*.

Если теперь непосредственно соединить между собой концевые проводники (рис. 2.7, б), то существовавшая между ними разность потенциалов компенсируется равной по величине разностью потенциалов $\varphi_1 - \varphi_4$, возникающей в месте контакта проводников 1 и 4. Поэтому контактная разность потенциалов не создает тока в замкнутой цепи металлических проводников, имеющих одинаковую температуру.

Зависимостью контактной разности потенциалов от температуры обусловлено явление, называемое *термоэлектрическим эффектом*.

Составим замкнутую цепь из двух разнородных металлических проводников 1 и 2, контактная разность потенциалов которых $\varphi_1 - \varphi_2$ (рис. 2.8). Тогда, согласно формуле (2.19), контактная разность потенциалов в горячем спае больше, чем в холодном: $\Delta U_a > \Delta U_b$.

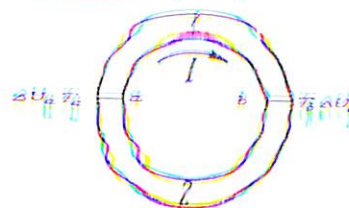


Рис. 2.8

В результате между спаями а и б возникает разность потенциалов

$\varepsilon = \Delta U_a - \Delta U_b = (\varphi_1 - \varphi_2)_a - (\varphi_1 - \varphi_2)_b$, называемая *термоэлектродвижущей силой*, а в замкнутой цепи пойдет ток I . Пользуясь формулой (2.19), получим

$$\varepsilon = \left(-\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_a}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} \right) - \left(-\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_b}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} \right) = (T_a - T_b) \frac{k}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}},$$

или

$$\varepsilon = \alpha(T_a - T_b), \quad (2.20)$$

где коэффициент $\alpha = \frac{k}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}$ — является постоянной величиной для данной пары металлов (если пренебречь зависимостью концентраций электронов n_{01} и n_{02} от температуры).

Замкнутая цепь проводников, создающая ток за счет различия температуры контактов между проводниками, называется *термоэлементом* или *термопарой*. Формула (2.20) показывает, что термоэлектродвижущая сила термопары пропорциональна разности температур спаев (контактов).

В 1834 г. французский физик Пельтье обнаружил явление, обратное термоэлектрическому. Если по замкнутой цепи, составленной из двух разнородных металлических проводников 1 и 2, пропускать ток I' от постороннего источника в том же направлении, в котором при термоэлектрическом эффекте шел бы ток, то спай а и б приобретут различную температуру.

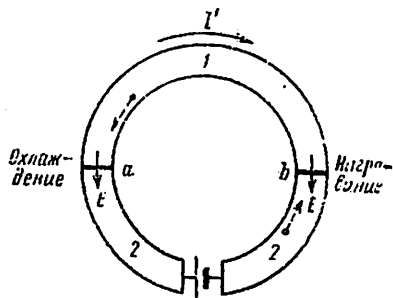


Рис. 2.9

Физическая сущность эффекта Пельтье заключается в следующем. Благодаря контактным разностям потенциалов в спаях a и b создаются контактные электрические поля с напряженностями E (показаны на рис. 2.9 сплошными стрелками). В соответствии с указанным направлением тока I' электроны в спаях движутся *против* контактного поля, а в спае a — по полю (направления движения электронов показаны прерывистыми стрелками). Следовательно, в спае b поле *ускоряет* электроны, кинетическая энергия их *возрастает*. При столкновениях с ионами металла в спае b такие электроны *передают* ионам энергию, *повышая* внутреннюю энергию спая. Поэтому спай b будет *нагреваться*. В спае a поле *тормозит* электроны, кинетическая энергия их *уменьшается*. При столкновениях с ионами металла в спае a такие электроны *получают* от ионов энергию, *понижая* внутреннюю энергию спая. Поэтому спай a будет *охлаждаться*.

Очевидно, что при изменении направления тока I' на противоположное нагреваться будет спай a , а охлаждаться — спай b так как теперь в спае a электроны ускоряются, а в спае b — тормозятся контактным электрическим полем E .

Следует подчеркнуть, что металлические термопары дают малую термоэлектродвижущую силу, не превышающую нескольких милливольт при разности температур спаев, равной 100 К. Коэффициент полезного действия таких термопар составляет примерно 0,1%. Поэтому практическое использование металлических термопар в качестве генераторов тока (термоэлектрический эффект) и холодильников (эффект Пельтье) экономически невыгодно. В этом отношении значительно, большие возможности предоставляют *полупроводниковые* термопары.

Спай a , который в термоэлектрическом эффекте поддерживался бы при более высокой температуре, будет теперь охлаждаться, спай b — нагреваться (рис. 2.9). При изменении направления тока I' спай a будет нагреваться, спай b — охлаждаться. Это явление названо *эффектом Пельтье*.

Что касается металлических термопар, то их практическое использование в основном ограничивается измерением температур. С этой целью составляется цепь, изображенная на рис. 2.10.

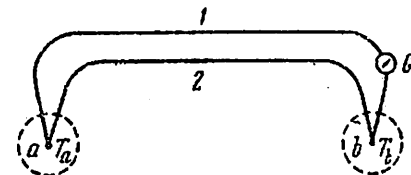


Рис. 2.10

Спай b термопары, составленной из проводников 1 и 2, поддерживается при постоянной известной температуре T_b (например, при температуре тающего льда). Спай a помещается в среду, температура T_a которой подлежит измерению. Зная коэффициент α данной термопары и измеряя милливольтметром G термоэлектродвижущую силу E , рассчитывают температуру T_a по формуле

$$T_a = \frac{E + \alpha T_b}{\alpha},$$

полученной из соотношения (2.20). Обычно шкалу милливольтметра градуируют непосредственно в кельвинах.

Термоэлектрический термометр обладает существенными преимуществами перед ртутным. Он очень чувствителен, имеет малую температурную инерцию, применим в широком диапазоне температур, позволяет измерять температуру малых объемов среды. Кроме того, он допускает дистанционные измерения, т. е. определение температуры объекта, расположенного на большом расстоянии от места измерения или недоступного для непосредственного измерения.

§ 2.5. Ток в жидкостях. Электролиз. Законы Фарадея

Вещества, раствор которых в воде и некоторых других диэлектрических жидкостях проводит электрический ток, называются *электролитами*. К ним относятся главным образом соли, кислоты и щелочи. Молекулы электролита и растворителя являются *дипольными*, то есть несимметричными в электрическом отношении относительно центра молекулы. Поэтому в растворе каждую молекулу электролита окружает группа молекул растворителя (рис. 2.11). Молекулы растворителя стремятся как бы разорвать молекулу электролита на две части; этому способствует также тепловое движение – колебание атомов в молекуле электролита. В результате большинство молекул электролита распадается на положительные ионы (*катионы*) и отрицательные ионы (*анионы*); например молекула NaCl распадается в водном растворе на катионы Na^+ и анионы Cl^- . Описанный процесс называется *электролитической диссоциацией*.

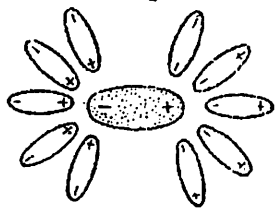


Рис. 2.11

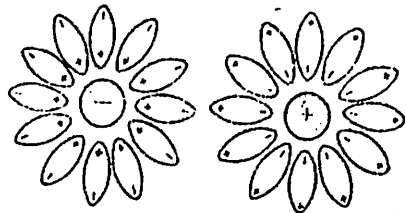


Рис. 2.12

Обратному процессу – воссоединению (рекомбинации) ионов электролита в нейтральные молекулы препятствует образующаяся на ионах сольватная оболочка, состоящая из молекул растворителя (рис. 2.12).

Степенью или коэффициентом диссоциации называется отношение числа диссоциированных молекул электролита n к общему числу его молекул n_0 :

$$\alpha = n / n_0 \quad (2.21)$$

(числа n и n_0 относятся к единице объема раствора, т. е. представляют собой соответствующие концентрации).

Степень диссоциации зависит от природы электролита и растворителя, от концентрации электролита n_0 и от температуры. В слабых растворах ($n_0 \rightarrow 0$) почти все молекулы электролита диссоциированы ($\alpha \approx 1$), с повышением концентрации степень диссоциации уменьшается (за счет рекомбинации). При повышении температуры α увеличивается, так как усиливающееся при этом колебательное движение

атомов в молекулах электролита способствует распаду этих молекул на ионы.

В отсутствие электрического поля ионы электролита вместе со своими сольватными оболочками движутся хаотически. При наличии поля их движение упорядочивается: катионы движутся по полю, анионы – против поля. В жидкости возникает электрический ток, обусловленный встречным движением разноименных ионов. Такого рода проводимость называется *ионной*.

Кроме указанных растворов, ионной проводимостью обладают *расплавы* солей и окислов металлов: они также относятся к группе электролитов.

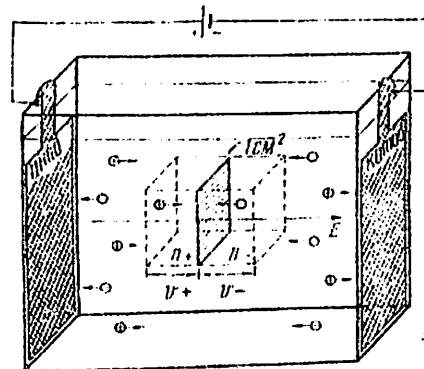


Рис. 2.13

Определим плотность тока i в жидкости, т. е. заряд, переносимый за 1 с через воображаемую площадку в 1 см^2 , перпендикулярную направлению движения ионов (рис. 2.13). Так как перенос зарядов осуществляется ионами обоих знаков, то

$$i = q_+ n_+ v_+ + q_- n_- v_-$$

где: q_+ и q_- – заряды катионов и анионов, n_+ и n_- – их концентрации, v_+ и v_- – средние скорости упорядоченного движения ионов.

Учитывая, что раствор в целом нейтрален, можем написать:

$$q_+ n_+ = + q_- n_- = qn, \quad (2.22)$$

где: q – заряд иона любого знака, n – концентрация ионов этого же знака. Величина заряда иона обусловлена потерей (для катиона) или сохранением (для аниона) *валентных электронов* при диссоциации молекулы. Поэтому, обозначив валентность иона через z , найдем

$$q = ez, \quad (2.23)$$

где: e – абсолютное значение заряда электрона. Тогда, учитывая формулы (2.22) и (2.23), получим

$$i = ezn (v_+ + v_-). \quad (2.24)$$

В электрическом поле на движение иона оказывают влияние две силы: во-первых, ускоряющая электрическая сила:

$$F_e = qE,$$

где E — напряженность поля, во-вторых, тормозящая сила внутреннего трения жидкости $F_{тр}$. Если ион с его сольватной оболочкой считать шаром с радиусом r , то, согласно закону Стокса,

$$F_{тр} = 6\pi\eta r v,$$

где η — коэффициент вязкости жидкости. При установившемся движении (которое наступает практически одновременно с появлением поля) $F_э = F_{тр}$, тогда:

$$v = q / 6\pi\eta r \cdot E = uE, \quad (2.25)$$

где: $u = q / 6\pi\eta r$ (2.26)
— подвижность иона. Из формулы (2.25) следует, что $u = v$ при $E = 1$. Таким образом, подвижность иона равна скорости равномерного движения этого иона под действием электрического поля единичной напряженности. Как видно из формулы (2.26), подвижность ионов возрастает с повышением температуры (за счет уменьшения вязкости жидкости η). При комнатной температуре $u \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Учитывая формулу (2.25), запишем выражение плотности тока (2.24) в виде

$$\text{или} \quad i = ezn(u_+ + u_-)E, \quad (2.27)$$

$$\text{где:} \quad i = \gamma E \quad (2.28),$$

$\gamma = ezn(u_+ + u_-)$ (2.29)
— удельная электропроводность жидкости. Таким образом, выражения (2.27) и (2.28) представляют собой закон Ома в дифференциальной форме для жидкости. Величина

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{enz(u_+ + u_-)} \quad (2.30)$$

является удельным сопротивлением жидкости. Так как с повышением температуры подвижность u и концентрация n ионов возрастают, то, согласно формуле (2.30), с повышением температуры сопротивление жидкости уменьшается (в отличие от сопротивления металлических проводников).

Подходя к электродам, ионы электролита нейтрализуются (превращаются в нейтральные атомы) и оседают на электродах (анионы — на аноде, катионы — на катоде) или же выделяются около электродов в виде газа (первичная реакция). Зачастую нейтрализовавшиеся ионы вновь вступают в реакцию с растворителем, образуя новые ионы, которые затем оседают на электродах (вторичная реакция).

Выделение на электродах продуктов разложения раствора (расплава) электролита при прохождении через этот раствор (раслав) тока называется *электролизом*.

Количественные закономерности электролиза установил в 1836 г. английский физик *Фарадей*. Эти закономерности выводятся теоретически на основе представления об ионной проводимости.

Если за время t у электрода нейтрализуется n' ионов, каждый из которых имеет валентность z и массу m , то электрод получит заряд

$$q = ezn',$$

где e — заряд электрона. При этом на электроде оседает масса вещества

$$M = mn'.$$

Отношение

$$\frac{M}{q} = \frac{m}{ez} = k \quad (2.31)$$

есть постоянная для данного вещества величина, называемая *электрохимическим эквивалентом* этого вещества. Очевидно, что электрохимический эквивалент равен количеству вещества, выделяющегося на электроде при прохождении через раствор единицы количества электричества. Для серебра, например, $k = 1,118 \cdot 10^{-6} \text{ кг/Кл}$, для меди $k = 0,329 \cdot 10^{-6} \text{ кг/Кл}$. Из формулы (2.31) следует, что

$$M = kq = kIt \quad (2.32)$$

где I — сила тока, протекающего через раствор. Это соотношение выражает **первый закон Фарадея**: масса вещества, выделяющегося на электроде, пропорциональна количеству электричества, прошедшего через раствор.

Умножим и разделим выражение k (2.31) на постоянную Авогадро N_A :

$$k = N_A \cdot m / N_A e z.$$

Учитывая, что $N_A m = A$ — молярная масса вещества, получим

$$k = \frac{1}{F} \frac{M}{z}, \quad (2.33)$$

где

$$F = N_A \cdot e \quad (2.34)$$

— универсальная постоянная, называемая *постоянной Фарадея*. Постоянная Фарадея равна постоянной Авогадро, умноженной на величину элементарного заряда. Отношение M/z называется *химическим эквивалентом* вещества. Формула (2.33) выражает **второй закон Фарадея**: электрохимический эквивалент вещества пропорционален его химическому эквиваленту.

Объединив оба закона Фарадея, получим

$$\dot{M} = \frac{1}{F} \frac{M}{z} q = \frac{Mn}{Fz}, \quad (2.35)$$

откуда следует, что $F = q$ при $\dot{M} = \frac{M}{z}$, т. е.

постоянная Фарадея равна по величине количеству электричества, при прохождении которого через раствор на каждом из электродов выделяется количество вещества, равное химическому эквиваленту.

Согласно опытным данным,

$$F = 9,6487 \cdot 10^4 \text{ Кл/моль.}$$

Определив так постоянную Фарадея, найдем величину заряда электрона, пользуясь соотношением (2.34):

$$e = \frac{F}{N_A} = \frac{9,6484 \cdot 10^4 \text{ Кл/моль}}{6,0225 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

Электролиз находит весьма широкое применение в технике. Электролизом получают некоторые металлы (например, алюминий из расплава бокситов, содержащих окисел Al_2O_3) и очищают от примесей многие металлы, полученные неэлектрическими методами (электро-рафинирование). Электролизом получают некоторые газы (кислород, водород, хлор и др.) и тяжелую воду. Посредством электролиза различные изделия покрывают слоем металлов (гальваностегия), а также изготавливают рельефные металлические копии нужных изделий, например типографские клише (гальванопластика). На электролизе основана зарядка аккумуляторов.

§ 2.6. Ток в газах

Газ при нормальных условиях состоит из нейтральных молекул и атомов и потому является изолятором.

Проводником электрического тока газ может стать только в том случае, когда хотя бы часть молекул ионизируется (то есть превращается в ионы) под воздействием ионизатора. При ионизации из молекулы газа вырывается обычно один электрон, в результате чего молекула становится положительным ионом.

Вывавшийся электрон либо остается некоторое время свободным, либо сразу присоединяется к одной из молекул газа, превращая ее в отрицательный ион. Таким образом, ионизированный газ имеет положительные и отрицательные ионы и свободные электроны.

Для того, чтобы выбить из молекулы или атома один электрон, ионизатор должен совершить работу, называемую работой ионизации. Для большинства газов она лежит в пределах от 5 до 25 эВ. Ионизатором могут служить рентгеновское, ультрафиолетовое, радиоактивное, космическое излучение, интенсивное нагревание и другие факторы.

Наряду с ионизацией, идет рекомбинация ионов и устанавливается равновесное состояние.

При наличии внешнего электрического поля в ионизированном газе возникает ток, обусловленный движением разноименных ионов во взаимно противоположных направлениях и движением электронов. При прекращении действия ионизатора концентрация ионов в газе быстро падает до нуля в связи с рекомбинацией и выносом ионов к электродам источника тока. В связи с этим ток прекращается.

Ток, для существования которого необходим внешний ионизатор, называется *несамостоятельным газовым разрядом*.

При достаточно сильном электрическом поле в газе начинается процесс *самоионизации*, благодаря чему ток может существовать и при отсутствии внешнего ионизатора. Такого рода ток называется *самостоятельным газовым разрядом*.

Процесс самоионизации заключается в следующем. В естественных условиях в газе всегда имеется небольшое количество свободных электронов и ионов, образовавшихся в результате действия естественных ионизаторов: космических лучей, излучения радиоактивных веществ, содержащихся в почве, воде, воздухе.

Достаточно сильное электрическое поле может разогнать электроны и ионы до таких скоростей, при которых кинетическая энергия становится больше работы ионизации. В результате соударений с

нейтральными молекулами происходит их ионизация. Те, в свою очередь, разгоняясь, ионизируют новые нейтральные молекулы. Подобная самоионизация газа называется *ударной ионизацией*.

Ионы и электроны, которые не разогнались до скоростей, достаточных для ударной ионизации, могут при столкновении с молекулой привести ее в *возбужденное состояние*, то есть вызвать энергетическое изменение в электронных оболочках. Возбужденная молекула, переходя в нормальное состояние, испускает порцию электромагнитной энергии – фотон. В результате этого проявляется *свечение газа*.

Фотон сам может быть поглощен молекулой, в результате произойдет ее ионизация. Такая ионизация называется *фотонной*.

Фотон, попадая на катод, может выбить из него электрон (*внешний фотоэффект*), который затем вызовет ударную ионизацию нейтральной молекулы.

В результате ударной и фотонной ионизации, а также выбивания электронов из катода количество электронов и ионов возрастает лавинообразно. При этом для существования тока в газе уже не нужен внешний ионизатор.

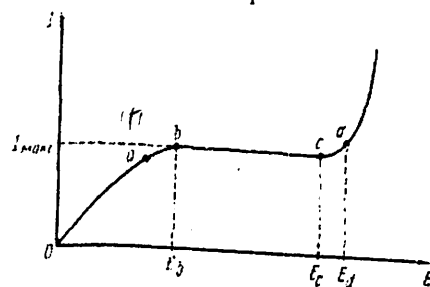


Рис. 2.14

На рис. 2.14 представлен экспериментальный график зависимости силы тока I в газе от напряженности поля E или от напряжения U между катодом и анодом источника поля, так как

$$E = U/L,$$

где L – расстояние между электродами.

На участке кривой Oa сила тока возрастает приблизительно пропорционально напряженности поля (т. е. по закону Ома). Это объясняется тем, что с увеличением напряженности возрастает скорость упорядоченного движения ионов и электронов, а, следовательно, и количество электричества, проходящее за 1 с к электродам (ток).

Когда все электроны и ионы (при данной мощности ионизатора) уже задействованы, то ток перестает нарастать. Максимальный ток $I_{\text{макс}}$, соответствующий этой напряженности E_b , называется *током насыщения*. Сила тока насыщения пропорциональна мощности ионизатора. При достаточно большой напряженности E_c начинается самоионизация газа, а при дальнейшем увеличении напряженности наступает самостоятельный газовый разряд.

Таким образом, участок кривой Od соответствует несамостоятельному газовому заряду, а ветвь кривой, лежащая правее точки d , – самостоятельному газовому разряду.

Характер разряда зависит от давления, температуры и химического состава газа, а также от материала, формы, размеров и взаимного расположения электродов.

§ 2.7. Типы самостоятельного газового разряда

1. **Искровой разряд.** При больших напряженностях электрического поля (около $30\,000\text{ В/см}$) в газе, находящемся при нормальном или повышенном давлении, возникает *искровой разряд* (пробой газа). Он имеет вид ярко светящегося извилистого разветвленного канала (*стримера*), мгновенно возникающего между электродами. Разряд носит прерывистый во времени характер (канал то вспыхивает, то гаснет) и сопровождается сильным треском.

Искровой разряд обусловлен ионными и электронными лавинами, вызванными ударной и фотонной ионизацией и выбиванием электронов из катода положительными ионами. При этих процессах выделяется большое количество энергии. Поэтому газ в канале разряда нагревается до очень высокой температуры (порядка 10^4 К), чем и вызвано его свечение. Триск искрового разряда обусловлен звуковыми волнами, возникающими при резком расширении нагревающегося в канале газа.

Примером грандиозного искрового разряда в естественных условиях является молния. Она представляет собой электрическую искру, проскакивающую между грозовым облаком и Землей или между двумя грозовыми облаками. Обычно верхняя часть грозового облака бывает заряжена положительно, нижняя — отрицательно. При сближении разноименных заряженных частей облака между ними проскакивает молния. Длина молнии может достигать нескольких километров, диаметр канала молнии 25 см , сила тока в канале 10^5 А . Продолжительность молнии имеет порядок 10^{-6} с . Грозовые явления, в частности молния, были экспериментально исследованы впервые в середине XVIII в. М. В. Ломоносовым и Г. В. Рихманом и независимо от них американским ученым Франклином.

В лабораторных условиях с помощью искрового разряда получают плазму (газ в состоянии полной ионизации). Искровой разряд используется для предохранения электрических линий передач от перенапряжения (*искровой разрядник*), а также для воспламенения горючей смеси в двигателе внутреннего сгорания. При малой длине газоразрядного промежутка искровой разряд вызывает разрушение (*эрозию*) поверхности металла. На этом основана электроискровая обработка металлов (резание, сверление и т. п.).

2. **Коронный разряд.** При нормальном и повышенном давлении газа, находящегося в неоднородном электрическом поле, вблизи заостренных частей электродов наблюдается *коронный разряд*, представляющий собой слабое фиолетовое свечение газа, сопровожда-

ющееся легким шипением. Разряд обусловлен ударной ионизацией газовых молекул электронами и ионами, разогнанными до больших скоростей сильными электрическими полями, которые, как известно, создаются вблизи заостренных частей электродов. Свет испускается возбужденными молекулами газа при их переходе в нормальное состояние. В природе это огни святого Эльма у вершин мачт кораблей и на колокольнях, около проводов высокого напряжения.

Коронный разряд возникает, например, около проводов высокого напряжения, у вершин мачт и других остроконечных предметов. На коронном разряде основано действие *молниеотвода*. Сильное электрическое поле, возникающее в атмосфере во время грозы, вызывает коронный разряд у вершины молниеотвода. Этот разряд непрерывно отводит в землю атмосферные электрические заряды, не позволяя им накапливаться вблизи здания, и тем самым предохраняет здание от удара молнии (или принимает удар на себя).

3. **Дуговой разряд.** Дуговой разряд возникает при сравнительно небольших напряжениях (около 60 В) между двумя близко расположенными друг от друга электродами (угольными или металлическими). При атмосферном давлении он имеет высокую температуру $5000\text{--}6000\text{ К}$ и сопровождается ослепительно ярким свечением. Плотность тока в дуговом разряде достигает нескольких тысяч ампер на 1 мм^2 .

Дуговой разряд обусловлен в основном термоэлектронной эмиссией раскаленного катода. Первоначальный нагрев катода происходит за счет теплоты, выделяемой током в месте соприкосновения электродов, имеющем большое сопротивление. Затем электроды раздвигаются и эмиттируемые электроны вызывают ударную ионизацию газа. После этого катод поддерживается в накаливаемом состоянии за счет бомбардировки положительными ионами.

В настоящее время этот вид разряда используется для сварки металлов (*дуговая электросварка*), выплавки специальных сталей (*дуговая печь*), освещения (*дуговой фонарь, прожектор*) и т. п. Отметим, что свет дугового разряда в ртутных парах, находящихся при пониженном давлении, богат ультрафиолетовыми лучами. В связи с этим ртутные дуговые лампы используются в качестве источника ультрафиолетовых лучей для научных исследований, а также для лечебных целей («искусственное горное солнце»). Баллон лампы изготавливается из кварцевого стекла, почти не поглощающего ультрафиолетового излучения (поэтому лампа называется *кварцевой*).

4. **Глеющий разряд.** Глеющий разряд наблюдается в газе при низком давлении (около 13 Па) и большой напряженности электри-

ческого поля (около 80 В/см). Разряд имеет вид спокойно светящегося столба A (рис. 2.15), заполняющего почти все пространство между электродами газоразрядной трубки (*положительный столб*); не светящейся остается только небольшая область B около катода (*катодное темное пространство*). Свечение создают возбужденные молекулы, цвет свечения зависит от природы газа.



Рис. 2.15

Тлеющий разряд вызван ударной ионизацией, производимой электронами, выбиваемыми из катода положительными ионами.

Вблизи катода эти электроны еще только начинают ускоряться полем. Поэтому в области B они практически не производят ни ударной ионизации, ни даже возбуждения молекул газа, чем и объясняется отсутствие свечения в этой области. Достигая положительного столба A , электроны приобретают уже достаточную кинетическую энергию и потому ионизируют газ в этом столбе. Образующиеся при ударной ионизации положительные ионы устремляются к катоду и выбивают из него новые электроны, которые, в свою очередь, опять ионизируют газ в области A , и т.п. Таким образом, непрерывно поддерживается тлеющий разряд.

Отметим, что в связи с малой ионизацией области B (сравнительно с областью A) в ней сосредоточено почти все падение напряжения, создаваемого источником тока.

Так как в разреженном газе мала концентрация ионов (и нейтральных молекул), то, во-первых, не происходит пробоя газа и, во-вторых, общее количество энергии, выделяющееся в газе, оказывается небольшим, в связи с чем, свечение газа остается холодным.

При дальнейшем разрежении газа его свечение ослабевает и при давлении порядка $0,1 \text{ Па}$ практически прекращается. Но зато появляются удары электронов, которые в условиях столь сильного разрежения редко сталкиваются с молекулами газа и потому разгоняются до скоростей, сравнимых со скоростью света. Поток этих электронов называется *катодными лучами* или *электронным пучком*. Встречный поток положительных ионов называется *канальными лучами*, или ионным пучком.

При дальнейшем понижении давления зеленое свечение стекла ослабевает и при давлении порядка 10^{-3} Па прекращается.

Трубки с тлеющим разрядом применяются в качестве источников света (лампа дневного света). В этом случае они заполняются парами ртути с примесью аргона, а стенки трубки покрываются изнутри флуоресцирующим веществом (*люминофором*). Такие лампы экономичнее ламп накаливания. Газоразрядные трубки, заполненные гелием или неоном, используются для декоративных целей и для рекламных надписей.

Примером тлеющего разряда в естественных условиях является *полярное сияние*. Оно возбуждается в верхних (разреженных) слоях атмосферы потоками заряженных частиц, извергаемых из активных областей Солнца и собираемых магнитным полем Земли в зонах земных (магнитных) полюсов.

ГЛАВА III. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

§ 3.1. Постоянный магнит и круговой ток

Магнитные поля магнитов и токов

Магнитные явления были известны еще в глубокой древности из наблюдений над свойством природного магнитного железняка (закись-окись железа $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) притягивать железные предметы и намагничивать их. Тогда же были замечены магнитные свойства Земли, благодаря которым стержневой магнит, уравновешенный на острие, самопроизвольно устанавливался почти вдоль географического меридиана. Основанный на этом свойстве компас существовал в Китае еще примерно 3000 лет тому назад.

Первое подробное исследование и описание свойств постоянных магнитов было выполнено в 1600 г. Гильбертом. Выяснилось, что постоянный магнит имеет два полюса – концевые области, притягивающие железные предметы с наибольшей силой, и расположенную между ними нейтральную зону, которая практически не обнаруживает сил притяжения. Между полюсами магнита существует различие, выражающееся в том, что, как уже отмечалось, магнит всегда ориентируется одним определенным полюсом на север, а другим – на юг; первый назван северным, или положительным магнитным полюсом, второй – южным, или отрицательным магнитным полюсом. Оказалось также, что разноименные полюсы магнитов взаимно притягиваются, а одноименные – отталкиваются. Следовательно, вблизи северного географического полюса Земли расположен ее южный магнитный полюс, а вблизи южного географического полюса – северный магнитный полюс.

Существовало представление об особой магнитной субстанции, сосредоточенной в полюсах магнита и названной, соответственно, положительной и отрицательной «магнитной массой» или «магнитным зарядом». Однако оказалось, что никаким способом невозможно разделить полюсы магнита, т. е. получить отдельно друг от друга положительный и отрицательный «магнитный заряд». Из разрезанного поперек оси магнита всегда получались два меньших магнита, каждый из которых имел северный и южный полюсы.

Уже в XVIII в. было выдвинуто предположение о связи магнитных явлений с электрическими. В 1820 г. датский физик Эрстед установил, что электрический ток в проводе действует на расположенную поблизости магнитную стрелку так же, как и постоянный магнит. При этом стрелка располагается перпендикулярно проводу.

В последующем было обнаружено, что всякий движущийся электрический заряд как в металлах, так и в жидкостях и газах обнаруживает магнитные свойства. Неподвижный электрический заряд магнитных свойств не обнаруживает.

Было установлено, что вокруг движущихся электрических зарядов (токов) возникает еще один вид поля – магнитное поле, посредством которого эти заряды взаимодействуют с магнитами или с другими движущимися электрическими зарядами.

Магнитное поле, как и электрическое, является силовым полем. Его удобно изображать графически посредством силовых линий. Касательная к магнитной силовой линии в любой ее точке должна совпадать по направлению с силой, с которой магнитное поле действует в этой точке на положительный магнитный полюс. Конфигурацию магнитных силовых линий в каждом конкретном случае можно установить, например, с помощью магнитной стрелки, ориентирующейся вдоль этих линий; за направление линии принято считать направление стрелки от южного к северному полюсу.

Опыты показали следующее распределение магнитных полей (рис. 3.1 и 3.2).

На рис. 3.1 изображено изученное таким путем магнитное поле длинного стержневого магнита (магнитной спицы). Такую картину можно получить с помощью железных опилок, насыпанных тонким слоем на стекло, в результате воздействия на них магнитного поля.

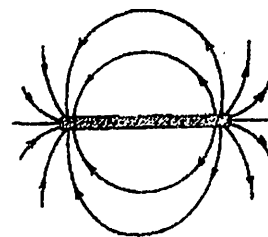


Рис. 3.1

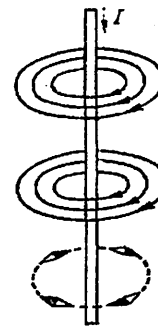


Рис. 3.2

Силовые линии магнитного поля, созданного током I в прямолинейном проводе, представляют собой концентрические окружности, перпендикулярные проводу, центры которых находятся на этом проводе (рис. 3.2). Направление силовых линий магнитного поля тока

определяется по **правилу буравчика**; рукоятка буравчика, ввинчиваемого по направлению тока, вращается в направлении магнитных силовых линий. В отличие от силовых линий электрического поля магнитные силовые линии всегда замкнуты (т. е. не имеют ни начала, ни конца).

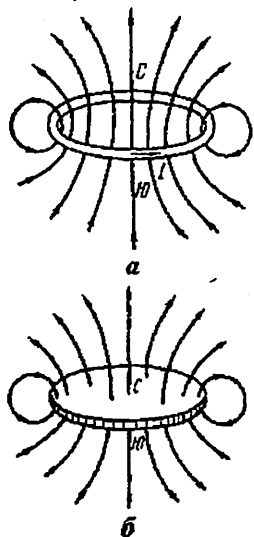


Рис. 3.3

В соответствии с правилом буравчика магнитное поле кругового тока I имеет вид, представленный на рис. 3.3, а; здесь же изображено магнитное поле короткого постоянного магнита – магнитного листка (рис. 3.3, б). Сравнение рис. 3.3, а и б обнаруживает полное сходство магнитных полей кругового тока и постоянного магнита. Поэтому круговой ток ориентируется во внешнем магнитном поле точно так, как и постоянный магнит: он устанавливается своей осевой линией (центральной силовой линией собственного магнитного поля) вдоль внешнего магнитного поля.

В связи со сходством магнита с круговым током Ампер предположил, что магнитное свойство постоянных магнитов обусловлено существующими в них элементарными круговыми токами.

Однако происхождение этих токов оставалось неясным вплоть до начала прошлого столетия, когда благодаря открытиям в области строения атома выяснилось, что круговые токи образованы вращательным движением электронов вокруг собственных осей и вокруг ядер атомов.

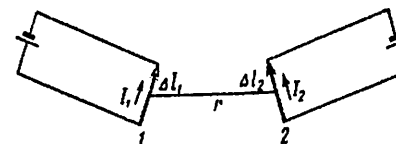
Таким образом, было окончательно установлено, что в природе нет особой магнитной субстанции; магнитные свойства вещества обусловлены элементарными круговыми токами в атомах и молекулах этого вещества.

§ 3.2. Магнитное взаимодействие токов в вакууме. Закон

Ампера

Магнитное взаимодействие токов было впервые изучено Ампером. С помощью подвижных проволочных контуров, помещаемых в специальное приспособление («станок Ампера»), Ампер установил, что величина силы ΔF взаимодействия двух малых участков проводников (проводов) 1 и 2 с токами пропорциональна длинам Δl_1 и Δl_2 этих участков, силам тока I_1 и I_2 в них и обратно пропорциональна квадрату расстояния r между участками (рис. 3.4):

$$\Delta F \sim \frac{I_1 I_2 \cdot \Delta l_1 \Delta l_2}{r^2}. \quad (3.1)$$



За направление участков Δl_1 и Δl_2 принимаются направления идущих по ним токов.

Рис. 3.4

Дальнейшие экспериментальные исследования и теоретические расчеты Ампера и других ученых показали, что сила ΔF_{12} воздействия первого участка Δl_1 на второй Δl_2 зависит от их взаиморасположения – пропорциональна синусам углов α и β :

$$\Delta F_{12} \sim \sin \alpha \sin \beta, \quad (3.2)$$

где: α – угол между Δl_1 и радиусом-вектором r_{12} , соединяющим Δl_1 с Δl_2 , а β – угол между Δl_2 и нормалью n_1 к плоскости Q , содержащей участок Δl_1 и радиус-вектор r_{12} (рис. 3.5). Причем направление нормали n_1 определяется правилом буравчика: оно совпадает с направлением поступательного движения буравчика, рукоятка которого вращается от участка Δl_1 к радиусу-вектору r_{12} .

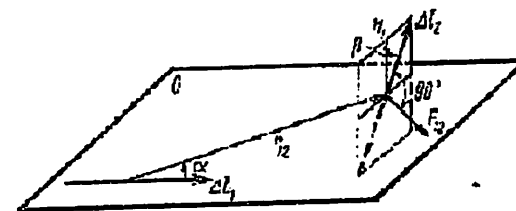


Рис. 3.5

Тогда, объединяя формулы (3.1) и (3.2) в одну формулу (3.3) и вводя коэффициент пропорциональности, получим математическое выражение закона Ампера для силы магнитного взаимодействия токов (точнее говоря, действия первого тока на второй):

$$\Delta F_{12} = k \frac{I_1 I_2 \cdot \Delta l_1 \Delta l_2 \sin \alpha \sin \beta}{r_{12}^2} \quad (3.3)$$

где: α – угол между Δl_1 и радиусом - вектором r_{12} , соединяющим Δl_1 с Δl_2 , а β – угол между Δl_2 и нормалью n_1 к плоскости Q, содержащей участок Δl_1 и радиус-вектор r_{12} .

Эта сила приложена к участку Δl_2 , перпендикулярна ему и расположена в плоскости Q. Направление ΔF_{12} также определяется по правилу буравчика: оно совпадает с направлением поступательного движения буравчика, рукоятка которого вращается от Δl_2 к нормали n_1 (см. рис. 3.5).

Введем теперь понятие элемента тока.



Элементом тока называется вектор, равный по величине произведению бесконечно малого участка длины dl проводника на силу тока I в нем и направленный вдоль этого тока (рис. 3.6). Тогда, переходя в формуле (3.3) от малых участков проводников Δl к бесконечно малым их участкам dl , можно записать закон Ампера в дифференциальной форме (для элементов тока):

Рис. 3.6

$$dF_{12} = k \frac{I_1 I_2 dl_1 dl_2 \sin \alpha \sin \beta}{r_{12}^2} \quad (3.4)$$

Подчеркнем, что элементы тока в электромагнитных закономерностях (в частности, в законе Ампера) играют такую же роль, какую играют электрические заряды в электростатических закономерностях (в частности, в законе Кулона).

Коэффициент пропорциональности в формуле (3.4) целесообразно представить в виде

$$k = \frac{\mu_0}{4\pi}, \quad (3.5)$$

где: величина μ_0 – магнитная постоянная (или магнитная проницаемость вакуума); делитель 4π введен в связи с рационализацией формул электричества. Заметим, что коэффициент k нельзя положить равным единице (и, следовательно, значение μ_0 нельзя выбрать произвольно), поскольку единицы измерения всех физических величин, входящих в формулу (3.4), установлены ранее. Поэтому значение k , а, следовательно, и μ_0 необходимо определить опытным путем.

Учитывая формулу (3.5), запишем закон Ампера (4) для взаимодействия элементов тока в вакууме в окончательном виде:

$$dF_{12} = \frac{\mu_0 I_1 I_2 dl_1 dl_2 \sin \alpha \sin \beta}{4\pi r_{12}^2} \quad (3.6)$$

Опытное определение величины μ_0 дало для нее значение $4\pi \cdot 10^{-7} \approx 1,26 \cdot 10^{-6}$ единиц СИ. Размерность μ_0 легко определить из закона Ампера (3.6):

$$[\mu_0] = \frac{[F] [r^2]}{[I^2] [l^2]} = \text{м} \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}^{-2}.$$

Далее будет показано, что такую же размерность имеет отношение генри/метр (где генри – единица измерения индуктивности). Поэтому единица измерения магнитной постоянной называется генри на метр (Г/м). Итак,

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Г/м}.$$

§ 3.3. Напряженность магнитного поля. Формула Ампера.

Закон Био–Савара–Лапласа

Поскольку электрические токи взаимодействуют, друг с другом посредством своих магнитных полей, количественную характеристику магнитного поля можно установить на основе закона этого взаимодействия – закона Ампера.

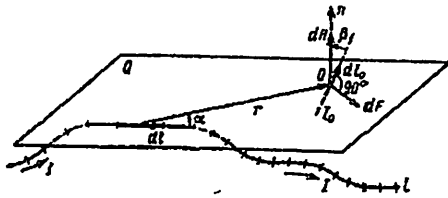


Рис. 3.7

С этой целью представим себе проводник произвольной формы (рис. 3.7), по которому идет ток I . Разобьем проводник на множество элементарных участков и рассмотрим один из таких участков dl .

Он создает в пространстве магнитное поле.

В точку O этого поля, находящуюся на расстоянии r от dl , поместим элемент тока $I_0 dl_0$. Тогда, согласно закону Ампера (3.6), на этот элемент будет действовать сила:

$$dF = \frac{\mu_0 I I_0 dl dl_0 \sin \alpha \sin \beta}{4\pi r^2}, \quad (3.7)$$

где α – угол между направлением тока I на участке dl (создающем поле) и направлением радиуса-вектора r , а β – угол между направлением элемента тока $I_0 dl_0$ и нормалью n к плоскости Q , содержащей dl и r .

В формуле (3.7) выделим часть, не зависящую от элемента тока $I_0 dl_0$, обозначив ее через dH :

$$dH = \frac{Idl \sin \alpha}{4\pi r^2}, \quad (3.8)$$

Величина dH зависит только от элемента тока Idl , создающего магнитное поле, и от положения рассматриваемой точки O в этом поле.

Поэтому величина dH может служить количественной характеристикой магнитного поля, ее называют напряженностью магнитного поля. Напряженность магнитного поля – векторная величина, направленная по касательной к силовым линиям поля.

Выше отмечалось (см. рис. 3.2), что направление силовых линий магнитного поля определяется по правилу буравчика (рукоятка буравчика, ввинчиваемого по направлению тока, вращается в направлении силовых линий). Применяя это правило к рассматриваемому случаю, нетрудно установить, что напряженность магнитного поля dH в

точке O направлена по нормали n к плоскости Q , содержащей участок проводника dl (создающий поле) и точку O (см. рис. 3.7).

Из формулы (3.8) следует, что размерность напряженности магнитного поля равна:

$$[H] = \frac{[I][l]}{[r^2]} = A \cdot m^{-1}.$$

Эта же величина – ампер на метр – принята за единицу измерения напряженности магнитного поля (ее определение дано в следующем параграфе).

При графическом изображении магнитного поля магнитные силовые линии (напряженности) принято проводить с такой густотой, чтобы число линий, пронизывающих воображаемую площадку в 1 м^2 , перпендикулярную полю, равнялась величине напряженности поля в данном месте. Таким образом, вид магнитного поля, изображенного посредством силовых линий, позволяет определять как направление, так и величину напряженности этого поля в любой его точке. Поле, напряженность которого везде одинакова, называется однородным, в противном случае оно называется неоднородным.

Введем выражение напряженности магнитного поля (3.8) в закон Ампера (3.7). Тогда получим:

$$dF = \mu_0 I_0 dl_0 dH \sin \beta, \quad (3.9)$$

где β – угол между направлениями тока I_0 и магнитного поля dH .

Формула (3.9), называемая формулой Ампера, выражает зависимость силы, с которой магнитное поле действует на находящийся в нем элемент тока $I_0 dl_0$, от напряженности этого поля. Эта сила расположена в плоскости Q перпендикулярно dl_0 (или направлению тока I_0) и dH (см. рис. 3.5 и 3.7).

Ее направление легко определяется по «правилу левой руки» (известному из школьного курса физики): если ладонь левой руки расположить так, чтобы вектор напряженности магнитного поля входил в ладонь, а четыре вытянутых пальца направлялись вдоль тока, то отставленный большой палец покажет направление силы, действующей на этот ток (рис. 3.8). Полагая в формуле (3.9) $\beta = 90^\circ$ (элемент тока $I_0 dl_0$ расположен перпендикулярно магнитному полю), получим:

$$dH = \frac{1}{\mu_0} \frac{dF}{I_0 dl_0} \quad (3.9')$$

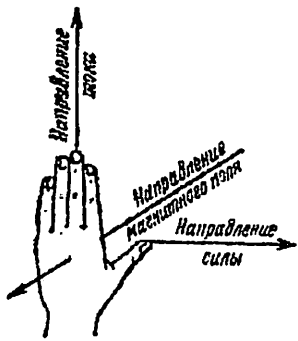


Рис. 3.8

Исходя из этого соотношения и из рис. 3.7, можно дать следующее определение напряженности магнитного поля: напряженность магнитного поля направлена по касательной к силовой линии поля, а по величине равна отношению силы, с которой поле действует на единичный элемент тока (расположенный перпендикулярно полю в вакууме), к магнитной постоянной. Возвратимся теперь к соотношению (3.8).

Оно носит название закона Био – Савара – Лапласа и в принципе позволяет рассчитывать величину полной напряженности магнитного поля, создаваемого током, идущим по проводнику любой формы. Очевидно, что для вычисления полной напряженности H магнитного поля, создаваемого в точке O током I , идущим по проводнику l (см. рис. 3.7), надо геометрически суммировать элементарные напряженности dH , создаваемые всеми элементарными участками dl проводника (и рассчитываемые по закону Био – Савара – Лапласа).

Если проводник целиком расположен в одной плоскости, то напряженности поля dH от всех его участков имеют одинаковое направление и потому геометрическое суммирование сводится в этом случае к алгебраическому суммированию, т. е. к интегрированию. Тогда закон Био – Савара – Лапласа примет вид

$$H = \int_{(l)} dH = \frac{1}{4\pi} \int_{(l)} \frac{I \sin \alpha}{r^2} dl \quad (3.10)$$

Знак (l) показывает, что интегрирование производится по всей длине l проводника.

В следующем параграфе рассмотрено несколько примеров расчета полной напряженности магнитного поля H по закону Био – Савара – Лапласа для случаев, когда весь проводник с током, создающим поле, расположен в одной плоскости. Напомним, что направление напряженности следует определять по правилу буравчика (ввинчиваемого по направлению тока).

§ 3.4. Некоторые приложения закона Био – Савара – Лапласа

Напряженность магнитного поля конечного прямолинейного проводника с током

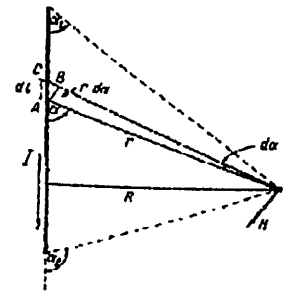


Рис. 3.9

Обозначим буквой R расстояние от проводника с током I до точки O , в которой определяется напряженность поля (рис. 3.9). Выделим в проводнике элементарный участок dl на расстоянии r от точки O . Так как для всех элементарных участков проводника ток I имеет одно значение, то полная напряженность магнитного поля H в точке O , согласно формуле (3.10), равна

$$H = \frac{1}{4\pi} I \int_{(l)} \frac{\sin \alpha}{r^2} dl. \quad (3.11)$$

Из точки O проведем радиусом r отрезок дуги $AB = r \cdot d\alpha$. Ввиду малости участка dl , а, следовательно, и угла $d\alpha$ можно считать, что отрезок AB прямолинеен, $\angle ABC = 90^\circ$ и $\angle BCA = \alpha$.

Тогда из $\triangle ABC$ получим $r \cdot d\alpha = dl \cdot \sin \alpha$, откуда

$$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{r \sin \alpha}$$

или, учитывая, что $r \sin \alpha = R$,

$$\frac{dl}{r^2} = \frac{d\alpha}{R}.$$

Вводя последнее выражение в формулу (3.11) и переходя от интегрирования по длине к интегрированию по углу α в пределах от α_1 до α_2 , получим

$$H = \frac{1}{4\pi} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\sin \alpha}{R} d\alpha = \frac{I}{4\pi R} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \sin \alpha \cdot d\alpha = -\frac{I}{4\pi R} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1),$$

или окончательно

$$H = \frac{I}{4\pi R} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2). \quad (3.12)$$

Направление H перпендикулярно плоскости листа (обращено к читателю).

Напряженность магнитного поля бесконечного прямолинейного проводника с током.

Этот расчет легко выполнить, пользуясь формулой (3.12). В случае бесконечно длинного проводника $\alpha_1 = 0^\circ$ и $\alpha_2 = 180^\circ$. Тогда

$\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2 = [1 - (-1)] = 2$. Поэтому напряженность магнитного поля бесконечного прямолинейного тока равна

$$H = \frac{I}{2\pi R}. \quad (3.13)$$

Практически по этой формуле можно рассчитывать напряженность поля от конечного, но достаточно длинного проводника, т. е. в случаях, когда расстояние R значительно меньше длины проводника l ($R \ll l$).

На основании формулы (3.13) дается определение единицы измерения напряженности магнитного поля – ампера на метр (о которой упоминалось в § 3.3). Положим в этой формуле $I = 1$ А и $R = 1/(2\pi)$ м, тогда получим $H = 1$ А/м. Следовательно, ампер на метр есть напряженность магнитного поля, создаваемого длинным прямолинейным проводом с током в 1 А на расстоянии $1/(2\pi)$ м от его оси.

Напряженность магнитного поля в центре кругового тока

В этом случае $\alpha = 90^\circ$, а I и $r = R$ (где R – радиус кругового контура) имеют постоянные значения для всех участков dl (рис. 3.10).

Поэтому в соответствии с формулой (3.10) напряженность магнитного поля H в центре кругового тока равна

$$H = \frac{I}{4\pi R^2} \int_0^l dl = \frac{I}{4\pi R^2} l, \quad (3.14)$$

или, поскольку $l = 2\pi R$,

$$H = \frac{I}{2R}. \quad (3.14)$$

Произведение силы кругового тока I на охватываемую им площадь S называется магнитным моментом p_m кругового тока:

$$p_m = IS = \pi R^2 I. \quad (3.15)$$

Магнитный момент является вектором, расположенным перпендикулярно плоскости кругового тока в его центре O и совпадающим по направлению с напряженностью магнитного поля в центре кругового тока (рис. 3.10)

Как уже отмечалось в § 3.1, круговой ток подобен постоянному магниту, во внешнем магнитном поле он ориентируется так, что его собственное поле совпадает с внешним. Можно, следовательно, сказать, что круговой ток поворачивается во внешнем магнитном поле таким образом, что его магнитный момент устанавливается в направлении внешнего поля.

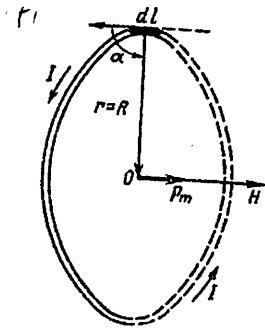


Рис. 3.10

§ 3.5. Магнитные поля соленоида и тороида

Соленоидом называют катушку цилиндрической формы из проволоки, витки которой намотаны в одном направлении (рис. 3.11 и 3.12).

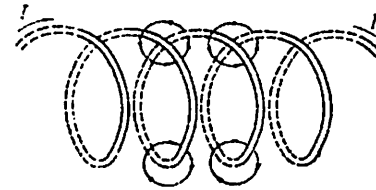


Рис. 3.11

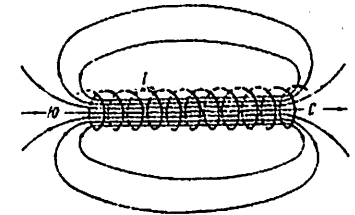


Рис. 3.12

Магнитное поле соленоида представляет собой результат сложения полей, создаваемых несколькими круговыми токами, расположенными рядом и имеющими общую ось. На рис. 3.11 показаны четыре витка соленоида с током I . Для наглядности полувитки, расположенные за плоскостью листа, изображены прерывистыми линиями. На этом рисунке видно, что внутри соленоида силовые линии каждого отдельного витка имеют одинаковое направление, тогда как между соседними витками они имеют противоположные направления. Поэтому при достаточно плотной намотке соленоида противоположно направленные участки силовых линий соседних витков взаимно уничтожаются, а одинаково направленные участки сольются в общую замкнутую силовую линию, проходящую внутри всего соленоида и охватывающую его снаружи.

Детальное изучение магнитного поля длинного соленоида, проведенное с помощью железных опилок, показывает, что это поле имеет вид, изображенный на рис. 3.12.

Внутри соленоида поле оказывается практически однородным, вне соленоида – неоднородным и сравнительно слабым (густота силовых линий здесь весьма мала).

Внешнее поле соленоида подобно полю стержневого магнита (см. рис. 3.1). Как и магнит, соленоид имеет северный С и южный Ю полюсы и нейтральную зону.

Напряженность H магнитного поля внутри длинного соленоида рассчитывается по формуле:

$$H = \frac{In}{l}, \quad (3.16)$$

где: l – длина соленоида, n – число его витков, I – сила тока в нем. Произведение In принято называть числом ампер-витков.

Практически большое значение имеет также магнитное поле тороида – катушки из проволоки, навитой на тор (рис. 3.13).

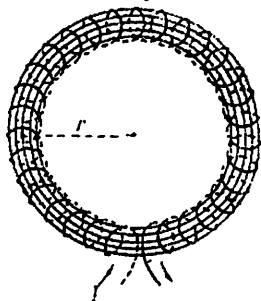


Рис. 3.13

Магнитное поле тороида однородно и замкнуто внутри самого тороида, вне тороида поле отсутствует. Тороид можно рассматривать как свернутый кольцом достаточно длинный соленоид, и для расчета напряженности магнитного поля тороида можно пользоваться формулой (3.16):

$$H = \frac{nI}{l} = \frac{nI}{2\pi r} \quad (3.17)$$

где: $l=2\pi r$ – длина оси тороида, r – радиус тороидального кольца, I – сила тока, n – число витков тороида.

§ 3.6. Диамагнитные, парамагнитные и ферромагнитные вещества. Магнитная проницаемость. Магнитная индукция. Поток магнитной индукции

Выше рассматривались магнитные поля в вакууме (или в воздухе, что практически одно и то же). Теперь представим, какое влияние оказывает на магнитное поле среда (вещество).

Опыт и теория показывают, что все вещества, помещенные в магнитное поле, приобретают магнитные свойства, т. е. намагничиваются, и потому в некоторой мере изменяют внешнее (первоначальное) поле. При этом оказывается, что одни вещества ослабляют внешнее поле, а другие – усиливают его; первые называются диамагнетиками, вторые – парамагнитными веществами или, короче, диамагнетиками и парамагнетиками. Среди парамагнетиков резко выделяется группа веществ, вызывающих очень большое усиление внешнего поля. Эти вещества называются ферромагнетиками.

Подавляющее большинство веществ относится к диамагнетикам: фосфор, сера, сурьма, углерод, многие металлы (висмут, ртуть, золото, серебро, медь и др.), большинство химических соединений (в том числе вода и почти все органические соединения). К парамагнетикам относятся некоторые газы (кислород, азот) и металлы (алюминий, вольфрам, платина, щелочные и щелочноземельные металлы). В малочисленную группу ферромагнетиков входят железо, никель, кобальт, гадолиний и диспрозий, а также некоторые сплавы и окислы этих металлов и некоторые сплавы марганца и хрома.

Выясним физические причины диа-, пара- и ферромагнетизма.

В атомах и молекулах любого вещества имеются круговые токи, образованные движением электронов по орбитам вокруг ядер – орбитальные токи. Каждому такому току соответствует определенный магнитный момент, называемый орбитальным магнитным моментом. Кроме того, электроны обладают собственным или спиновым магнитным моментом. Собственным магнитным моментом обладает также ядро атома. Геометрическая сумма орбитальных и спиновых магнитных моментов электронов и собственного магнитного момента ядра образует магнитный момент атома (молекулы) вещества.

У диамагнитных веществ суммарный магнитный момент атома (молекулы) равен нулю, так как имеющиеся в атоме орбитальные, спиновые и ядерные магнитные моменты взаимно компенсируются (рис. 3.14, а; атомы изображены точками). Однако под влиянием внешнего магнитного поля у этих атомов возникает (индуцируется) магнитный момент, направленный всегда противоположно внешнему

(рис. 3.14, б; индуцированные магнитные моменты изображены стрелками; H – напряженность внешнего магнитного поля). В результате диамагнитная среда намагничивается и создает собственное магнитное поле, направленное противоположно внешнему полю и потому *ослабляющее* его.

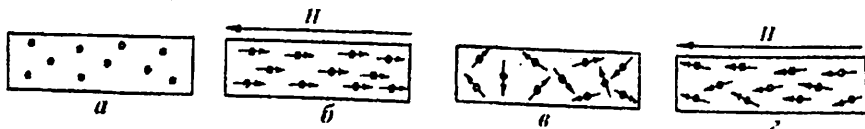


Рис. 3.14

Индуцированные магнитные моменты атомов диамагнетика сохраняются до тех пор, пока существует внешнее поле. При ликвидации внешнего поля, индуцированные магнитные моменты атомов исчезают и диамагнетик размагничивается.

У атома (молекулы) парамагнитных веществ орбитальные, спинные и ядерные магнитные моменты не компенсируют друг друга. Поэтому атомы парамагнетика всегда обладают магнитным моментом, являясь как бы элементарными магнитами. Однако атомные магнитные моменты расположены беспорядочно и потому парамагнитная среда в целом не обнаруживает магнитных свойств (рис. 3.14, в). Внешнее поле поворачивает атомы парамагнетика так, что их магнитные моменты устанавливаются преимущественно в направлении поля (рис. 3.14, г), полной ориентации препятствует тепловое движение атомов. В результате парамагнетик намагничивается и создает собственное магнитное поле, всегда совпадающее по направлению с внешним полем и потому *усиливающее* его. При ликвидации внешнего поля тепловое движение сразу же разрушает ориентацию атомных магнитных моментов и парамагнетик размагничивается. В парамагнетике, конечно, имеет место и диамагнитный эффект – появление индуцированных магнитных моментов, ослабляющее внешнее поле. Однако диамагнитный эффект остается незаметным на фоне более сильного парамагнитного эффекта.

Таким образом, если в пустом пространстве существует магнитное поле, имеющее напряженность H , то при заполнении этого пространства однородной средой результирующая напряженность магнитного поля H' будет равна:

$$H' = H \pm \Delta H \quad (3.18)$$

где: ΔH – напряженность поля, создаваемого самой средой, знак плюс относится к случаю парамагнитной среды, знак минус – к случаю диамагнитной среды. Добавочная напряженность ΔH магнитного по-

ля, создаваемого самой средой за счет диамагнитного или парамагнитного эффекта, пропорциональна напряженности внешнего поля. Поэтому формулу (3.18) можно записать в виде:

$$H' = \mu H \quad (3.19)$$

где μ – безразмерный коэффициент пропорциональности, называемый относительной магнитной проницаемостью среды (или просто магнитной проницаемостью).

Коэффициент μ характеризует магнитные свойства среды, ее способность намагничиваться под влиянием внешнего поля. Очевидно, что у вакуума $\mu = 1$ ($H' = H$), у диамагнетиков $\mu < 1$ ($H' < H$), у парамагнетиков $\mu > 1$ ($H' > H$). Вообще говоря, у диамагнетиков и парамагнетиков (исключая ферромагнетики) магнитная проницаемость мало отличается от единицы, как это видно из таблицы, в которой приведены значения магнитной проницаемости некоторых веществ.

Диамагнетики	μ	Парамагнетики	μ	Ферромагнетики	μ
Водород . . .	0,999937	Азот	1,000013	Кобальт . . .	100—180
Вода	0,999991	Кислород . .	1,000017	Никель	200—300
Медь	0,999912	Алюминий . .	1,000023	Железо	5000—10 000
Висмут	0,999824	Вольфрам . .	1,000175	Сталь	10 000—20 000

Магнитное поле в веществе принято характеризовать не результирующей напряженностью H' , а величиной B , равной произведению H' на магнитную постоянную μ_0 и называемой индукцией магнитного поля (магнитной индукцией):

$$B = \mu_0 H',$$

Или, согласно формуле (3.19):

$$B = \mu_0 \mu H. \quad (3.20)$$

Размерность $[B] = [\mu_0] [H] = \text{м} \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}^{-2} \cdot \text{А} \cdot \text{м}^{-1} = \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}^{-1}$

¹. Единица измерения магнитной индукции называется тесла (Тл). Ее определение дано в следующем параграфе.

Как и напряженность магнитного поля H , магнитная индукция является вектором. В однородной изотропной среде направления B и H совпадают друг с другом.

Произведение $\mu_0 \mu = \mu_a$ называют абсолютной магнитной проницаемостью среды. Она имеет такие же размерность и единицу измерения, что и μ_0 .

Так как у вакуума $\mu = 1$, то магнитная индукция в вакууме

$$B = \mu_0 H. \quad (3.21)$$

Тогда формулу (3.20) можно записать в виде

$$B = \mu B_0, \quad (3.22)$$

откуда следует определение величины μ : *относительная магнитная проницаемость среды показывает, во сколько раз изменяется индукция магнитного поля, существовавшего в пустоте, если пространство, охваченное этим полем, заполняется данной средой.*

Выше были выведены формулы (3.12) – (3.14), (3.16), (3.17) напряженности магнитных полей, создаваемых в вакууме проводниками различной формы с током. Если поля создаются не в вакууме, а в среде с относительной магнитной проницаемостью μ , то, умножая обе части каждой из упомянутых формул на $\mu_0 \mu$ и учитывая формулу (3.20), получим соответствующие выражения индукции B магнитных полей этих проводников. Например, индукция магнитного поля кругового тока представится формулой:

$$B = \frac{\mu \mu_0 I}{2R},$$

где: μ_0 – магнитная постоянная.

У ферромагнетиков магнитная проницаемость не только очень велика, но и непостоянна: она зависит от напряженности намагничивающего поля H . С ее ростом μ сначала быстро возрастает, достигая максимума, а затем уменьшается, приближаясь (при очень сильных полях) к значению $\mu = 1$.

Для них магнитная индукция не пропорциональна напряженности намагничивающего поля: при сравнительно небольшой напряженности H_m индукция достигает большого значения B_m (насыщения), после чего она изменяется уже медленно – пропорционально изменению H , т. е. примерно так, как в парамагнетиках.

На рис. 3.15 представлено изменение B при увеличении H до значения H_m по линии 01, достигая значения насыщения B_m .

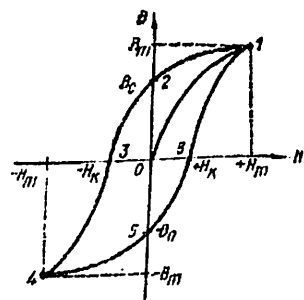


Рис. 3.15

Для его полного размагничивания необходимо создать противоположное внешнее поле напряженностью $H = -H_K$, которая называется

коэрцитивной силой. При дальнейшем увеличении противоположного поля ферромагнетик начнет перемагничиваться (линия 34) и при $H = -H_m$ намагнитится до насыщения в противоположном направлении ($B = -B_m$). Затем ферромагнетик можно опять размагнитить (линия 456) и вновь перемагнитить до насыщения B_m (линия 61).

Рассмотренное явление отставания изменений магнитной индукции от изменений напряженности намагничивающего поля называется магнитным гистерезисом, а замкнутая кривая 12451 – петлей гистерезиса.

Площадь, ограниченная петлей гистерезиса, характеризует работу, затрачиваемую внешним полем на однократное перемагничивание ферромагнетика. Эта работа выделяется в виде теплоты. Очевидно, что для уменьшения потерь на перемагничивание ферромагнетика (например, сердечника трансформатора) следует применять ферромагнетики, имеющие малую площадь петли гистерезиса и, следовательно, характеризующиеся малым значением коэрцитивной силы (магнитно-мягкие материалы). Для изготовления постоянных магнитов следует применять ферромагнетики, характеризующиеся большим значением коэрцитивной силы (магнитно-жесткие материалы).

Ферромагнетики обладают еще одной существенной особенностью: при определенной (для каждого ферромагнетика) температуре Θ , называемой точкой Кюри, они теряют свои магнитные свойства (у железа $\Theta = 1043$ К, у никеля $\Theta = 633$ К). При температуре выше точки Кюри ферромагнетик превращается в обычный парамагнетик с $\mu = 1$.

Ферромагнитные материалы широко используются в технике. Из них изготавливаются магнитные экраны, ленты для магнитной звукозаписи, постоянные магниты, сердечники электромагнитов для многих приборов и механизмов (телефона, телеграфного аппарата, трансформатора, магнитного крана) и т. п.

В заключение введем понятия линий магнитной индукции и потока магнитной индукции {магнитного потока}.

Магнитное поле в среде удобно изображать графически посредством линий индукции, т. е. линий, в каждой точке которых касательная совпадает с вектором магнитной индукции B . Число линий индукции, пронизывающих воображаемую площадку в 1 м^2 , перпендикулярную полю, должно равняться величине магнитной индукции на этой площадке.

Поток магнитной индукции Φ через некоторую поверхность S равен числу линий индукции, пронизывающих эту поверхность. Если поле однородно и поверхность перпендикулярна линиям индукции, то

$$\Phi = BS = \mu_0 \mu HS, \quad (3.23)$$

где: H – напряженность намагничивающего поля, μ – относительная магнитная проницаемость среды, μ_0 – магнитная постоянная.

В соответствии с формулой (3.23) за единицу магнитного потока принимают магнитный поток через площадку в 1 м^2 , перпендикулярную магнитному полю, магнитная индукция которого равна 1 Тл . Эта единица называется вебером (Вб). Размерность потока магнитной индукции $[\Phi] = [B][S] = \text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}^{-1}$.

§ 3.7. Действие магнитного поля на проводник с током

Сила dF , с которой магнитное поле действует на элементарный участок dl проводника с током I , выражается формулой Ампера (3.9), учитывая соотношение (3.21), эту формулу можно записать в виде:

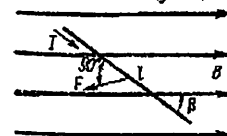
$$dF = IB_0 dl \sin \beta,$$

где: B_0 – магнитная индукция в вакууме; β – угол между dl и B_0 .

Если проводник находится не в вакууме, а в среде с магнитной проницаемостью μ , то индукция магнитного поля изменится в μ раз. В этом случае формулу Ампера вместо B_0 следует подставить произведение $\mu B_0 = B$:

$$dF = IB dl \sin \beta,$$

где: B – индукция магнитного поля в среде.



В случае однородного магнитного поля ($B = \text{const}$) и прямолинейного проводника ($\beta = \text{const}$) конечной длины l (рис. 3.16) формула Ампера примет вид:

$$F = IBl \sin \beta = \mu_0 \mu HIl \sin \beta, \quad (3.24)$$

Рис. 3.16

где: H – напряженность поля.

Направление силы F , действующей на проводник, определяется правилом левой руки; на рис. 3.16 она перпендикулярна плоскости листа и направлена на читателя.

Очевидно, что наибольшая сила действует на проводник, расположенный перпендикулярно полю ($\beta = 90^\circ$ и $\beta = 270^\circ$):

$$F = IBl = \mu_0 \mu HIl. \quad (3.25)$$

На проводник, расположенный вдоль поля, поле не действует: при $\beta = 0^\circ$ и $\beta = 180^\circ$ будет $F = 0$.

Из формулы (3.25) определяется физический смысл магнитной индукции как силы, с которой однородное магнитное поле действует на перпендикулярный этому полю прямолинейный проводник длиной 1 м с током в 1 А . По этой же формуле (3.25) устанавливается единица измерения магнитной индукции – тесла: $\text{Тл} = \text{Н}/(\text{А} \cdot \text{м})$, т. е. тесла есть магнитная индукция такого однородного магнитного поля, которое действует с силой в 1 Н на прямолинейный проводник длиной 1 м с током 1 А , расположенный перпендикулярно полю.

Рассмотрим практически важный случай действия магнитного поля на рамку (замкнутый проводящий контур) с током.

§ 3.7. Действие магнитного поля на проводник с током

Сила dF , с которой магнитное поле действует на элементарный участок dl проводника с током I , выражается формулой Ампера (3.9), учитывая соотношение (3.21), эту формулу можно записать в виде:

$$dF = IB_0 dl \sin \beta,$$

где: B_0 – магнитная индукция в вакууме; β – угол между dl и B_0 .

Если проводник находится не в вакууме, а в среде с магнитной проницаемостью μ , то индукция магнитного поля изменится в μ раз. В этом случае формулу Ампера вместо B_0 следует подставить произведение $\mu B_0 = B$:

$$dF = IB dl \sin \beta,$$

где: B – индукция магнитного поля в среде.

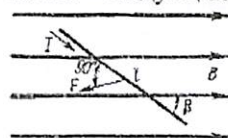


Рис. 3.16

В случае однородного магнитного поля ($B = \text{const}$) и прямолинейного проводника ($\beta = \text{const}$) конечной длины l (рис. 3.16) формула Ампера примет вид:

$$F = IB l \sin \beta = \mu_0 \mu H I l \sin \beta, \quad (3.24)$$

где: H – напряженность поля.

Направление силы F , действующей на проводник, определяется правилом левой руки; на рис. 3.16 она перпендикулярна плоскости листа и направлена на читателя.

Очевидно, что наибольшая сила действует на проводник, расположенный перпендикулярно полю ($\beta = 90^\circ$ и $\beta = 270^\circ$):

$$F = IB l = \mu_0 \mu H I l. \quad (3.25)$$

На проводник, расположенный вдоль поля, поле не действует: при $\beta = 0^\circ$ и $\beta = 180^\circ$ будет $F = 0$.

Из формулы (3.25) определяется физический смысл магнитной индукции как силы, с которой однородное магнитное поле действует на перпендикулярный этому полю прямолинейный проводник длиной 1 м с током в 1 А. По этой же формуле (3.25) устанавливается единица измерения магнитной индукции – тесла: $\text{Тл} = \text{Н}/(\text{А} \cdot \text{м})$, т. е. тесла есть магнитная индукция такого однородного магнитного поля, которое действует с силой в 1 Н на прямолинейный проводник длиной 1 м с током 1 А, расположенный перпендикулярно полю.

Рассмотрим практически важный случай действия магнитного поля на рамку (замкнутый проводящий контур) с током.

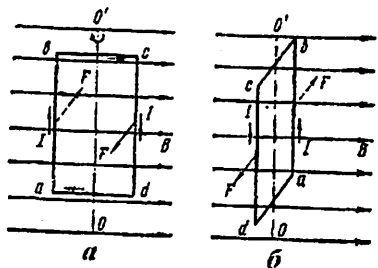


Рис. 3.17

На стороны ab и cd , равные l , будет в соответствии с правилом левой руки и формулой Ампера действовать пара сил $F = BIl$, которая повернет рамку так, что ее плоскость окажется перпендикулярной полю (рис. 3.17, б). Это положение является равновесным: соответствующий ему момент пары сил равен нулю; силы, действующие теперь на рамку, могут только деформировать, но не поворачивать ее.

Практически благодаря инерции рамка не сразу установится в положении равновесия: сначала она совершит несколько затухающих колебаний около этого положения. Изменим направление тока в рамке в тот момент, когда она немного перейдет через положение равновесия (в направлении первоначального вращения). Тогда силы F тоже изменят свое направление на противоположное и повернут рамку на 180° (в направлении первоначального вращения) до следующего положения равновесия. Следовательно, если изменять направление тока в рамке в моменты перехода ею положения равновесия, то рамка будет непрерывно вращаться вокруг оси $00'$. На этом явлении основано устройство электродвигателя, преобразующего электрическую энергию в механическую.

Определим работу, совершаемую при перемещении проводника с током в магнитном поле.

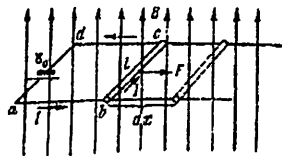


Рис. 3.18

Рассмотрим случай перемещения прямолинейного проводника длиной l с током I по направляющим проводам в однородном магнитном поле с индукцией B ; плоскость перемещения проводника перпендикулярна полю (рис. 3.18).

Очевидно, что работа dA , совершаемая при перемещении проводника на расстояние dx , равна

$$dA = F \cdot dx = BIl \cdot dx = BI \cdot dS,$$

Пусть рамка с током I расположена в однородном магнитном поле индукцией B , причем плоскость рамки параллельна полю. Рамка имеет только одну степень свободы – может поворачиваться вокруг оси $00'$ (рис. 3.17, а). На параллельные полю стороны рамки bc и da поле не действует.

где: F – перемещающая сила; $dS = l \cdot dx$ – площадь, описанная проводником при перемещении. Согласно формуле (3.23), $B \cdot dS = d\Phi$ есть поток магнитной индукции через площадь dS , тогда

$$dA = I d\Phi.$$

Таким образом, работа перемещения проводника с током в магнитном поле равна произведению силы тока на поток магнитной индукции через площадь, описанную проводником при перемещении.

В заключение определим силу взаимодействия двух длинных параллельных проводников, по которым идут одинаково направленные токи I_1 и I_2 (рис. 3.19). Пусть длина каждого из проводников l , а расстояние между ними r ($r < l$). Применяя правило буравчика, установим, что напряженность поля H_2 , создаваемая вторым проводником в том месте, где находится первый проводник, направлена перпендикулярно плоскости листа за эту плоскость. Согласно формуле (3.13),

$$H_2 = \frac{I_2}{2\pi r}.$$

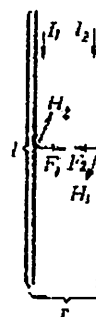


Рис. 3.19

По правилу левой руки поле второго проводника действует на первый проводник с силой F_1 , направленной в сторону второго проводника. В соответствии с формулой Ампера (3.25)

$$F_1 = \mu_0 \mu H_2 I_1 l = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 l}{2\pi r}.$$

Аналогично получим, что первый проводник действует на второй с силой

$$F_2 = \mu_0 \mu H_1 I_2 l = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 l}{2\pi r},$$

равной по величине силе F_1 , но противоположной ей по направлению (в соответствии с третьим законом Ньютона).

Таким образом, два проводника с токами одинакового направления взаимно притягиваются с силой

$$F = \frac{\mu_0 \mu I_1 I_2 l}{2\pi r}. \quad (3.26)$$

Противоположно направленные токи взаимно отталкиваются с силой, определяемой по этой же формуле (3.26).

ГЛАВА IV. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ И ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК

§ 4.1. Электромагнитная индукция. Закон Фарадея. Правило Ленца. Токи Фуко

В § 3.7 было установлено, что помещенный в однородное магнитное поле замкнутый проводящий контур $abcd$ с током (см. рис. 3.18) подвергается деформации: участок $bc = l$ приходит в движение, и площадь, ограниченная контуром, изменяется. Может существовать и обратное явление: возникновение тока в контуре, деформирующемся в магнитном поле. Такое явление было экспериментально обнаружено в 1831 г. Фарадеем. Он обнаружил, что электрический ток возбуждается не только при деформации контура, но и в случаях, когда жесткий контур движется поступательно или поворачивается в магнитном поле, а также в случаях, когда неподвижный контур находится в изменяющемся со временем (нестационарном) магнитном поле.

Ток, возбуждаемый магнитным полем в замкнутом контуре, называется индукционным током, а само явление возбуждения тока посредством магнитного поля — электромагнитной индукцией. Электродвижущая сила, обуславливающая индукционный ток, называется электродвижущей силой индукции.

Рассмотрим несколько опытов, с помощью которых Фарадей изучал явление электромагнитной индукции (рис. 4.1).

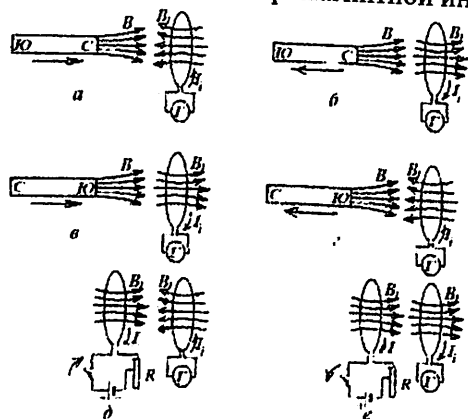


Рис. 4.1

2. Северный полюс магнита удаляется от контура (рис. 4.1, б). Тогда в контуре индуцируется ток, противоположный току, индуцированному в предыдущем случае.

1. К замкнутому контуру (плоскость которого перпендикулярна плоскости рисунка) приближается северный полюс магнита (рис. 4.1, а). При этом в контуре индуцируется ток I_i , вызывающий отклонение стрелки гальванометра Г. Магнитные поля магнита и индукционного тока изображены линиями индукции B и B_i . Если движение магнита прекращается, то индукционный ток исчезает.

3. К контуру приближается южный полюс магнита (рис. 4.1, в). В этом случае индуцированный ток имеет такое же направление, как в случае удаления северного полюса магнита.

4. Южный полюс магнита удаляется от контура (рис. 4.1, г). Тогда индуцированный ток направлен так же, как в случае приближения северного полюса магнита.

5. В контуре включается ток I (ключом) или же в этом контуре увеличивается (реостатом R) имевшийся уже ток (рис. 4.1, д). Тогда в соседнем контуре индуцируется ток I_i , направленный противоположно току I . Если изменение тока I прекращается, то индукционный ток исчезает.

6. В контуре выключается или же уменьшается ток I (рис. 4.1, е). Тогда в соседнем контуре индуцируется ток I_i , направленный одинаково с током I .

Характерная особенность рассмотренных случаев состоит в том, что в каждом из них имеет место изменение потока магнитной индукции через площадь, ограниченную контуром. Действительно, в случаях а, в, д этот поток увеличивается со временем, а в случаях б, г, е — уменьшается со временем.

Исходя из этих опытов, Фарадей пришел к следующим выводам:

В замкнутом контуре индуцируется ток во всех случаях, когда происходит изменение потока магнитной индукции через площадь, ограниченную контуром.

Величина электродвижущей силы индукции $\mathcal{E}_i$ пропорциональна скорости изменения потока магнитной индукции (закон Фарадея):

$$\mathcal{E}_i \sim \frac{d\Phi}{dt} \quad (4.1)$$

где: Φ — поток магнитной индукции, t — время.

Ленц установил общее правило для определения направления индукционного тока, получившее название **правила Ленца**, индуцированный ток имеет такое направление, что его собственное магнитное поле компенсирует изменение потока магнитной индукции, вызывающее этот ток.

Иными словами, индукционный ток направлен так, что его собственное магнитное поле препятствует изменению потока магнитной индукции, вызвавшему этот ток. Нетрудно убедиться, что во всех рассмотренных случаях (см. рис. 4.1) направление индукционного тока соответствует правилу Ленца. Например, при увеличении тока I в первом контуре (см. рис. 4.1, д) увеличивается поток магнитной индукции через второй контур. Для компенсации этого увеличения соб-

ственное магнитное поле B_i тока I_i , индуцированного во втором контуре, должно быть направлено противоположно полю B первого контура. Отсюда следует, что индукционный ток I_i противоположен току I . При удалении северного полюса магнита (см. рис. 4.1, б) поток магнитной индукции через контур уменьшается. Для компенсации этого уменьшения собственное поле B_i индукционного тока должно быть направлено так же, как поле B . Тогда, согласно правилу буравчика, индукционный ток будет направлен по часовой стрелке (если смотреть в направлении поля).

Исходя из этого, электродвижущая сила индукции направлена так, что магнитное поле индукционного тока препятствует изменению потока магнитной индукции $d\Phi$: если поток увеличивается ($d\Phi > 0$), то $\varepsilon_i < 0$ и поле индукционного тока направлено навстречу потоку; если же поток уменьшается ($d\Phi < 0$), то $\varepsilon_i > 0$ и направления потока и поля индукционного тока совпадают.

Таким образом, формулу (4.1) надо записать в виде:

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (4.2)$$

Выражение (4.2), называемое законом Фарадея, является универсальным: оно справедливо для всех возможных случаев электромагнитной индукции.

Учитывая формулу (3.23), выражение электродвижущей силы (4.2) можно переписать в виде

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} = -B \frac{dS}{dt},$$

где: $d\Phi$ — магнитный поток сквозь площадь dS , описываемую участком l при перемещении dx за время dt , B — индукция магнитного поля. Но $dS = l dx$, поэтому $\varepsilon_i = -Bl dx/dt$, или

$$\varepsilon_i = -Blv.$$

§ 4.2. Взаимная индукция и самоиндукция

Взаимная индукция и самоиндукция являются частными случаями электромагнитной индукции.

Взаимной индукцией называется возбуждение тока в контуре при изменении тока в другом (соседнем) контуре.

Предположим, что в контуре 1 идет ток I_1 (рис. 4.2).

В магнитном поле этого тока находится соседний контур 2. Магнитный поток Φ_2 , связанный с контуром 2, пропорционален магнитному потоку, связанному с контуром 1.

В свою очередь, магнитный поток, связанный с контуром 1, пропорционален силе тока I_1 в этом контуре, поэтому можно написать:

$$\Phi_2 = MI_1. \quad (4.3)$$

где: коэффициент пропорциональности M называется коэффициентом взаимной индукции, или взаимной индуктивностью обоих контуров.

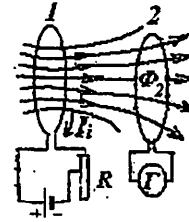


Рис. 4.2

Само собой разумеется, что если бы ток проходил по второму контуру, то магнитный поток Φ_1 , связанный с первым контуром, зависел бы от силы тока I_2 во втором контуре и выражался соотношением, аналогичным (4.3), т. е. $\Phi_1 = MI_2$.

Предположим теперь, что за время dt ток в контуре 1 изменяется на величину dI_1 . Тогда, согласно формуле (4.3), магнитный поток, связанный с контуром 2, изменится на величину

$$d\Phi_2 = M \cdot dI_1,$$

в результате чего в этом контуре появится э. д. с. взаимной индукции, равная (по закону Фарадея)

$$\varepsilon_2 = -\frac{d\Phi_2}{dt} = -M \frac{dI_1}{dt}. \quad (4.4)$$

Формула (4.4) показывает, что электродвижущая сила взаимной индукции, возникающая в контуре, пропорциональна скорости изменения тока в соседнем контуре и зависит от взаимной индуктивности этих контуров.

Для определения взаимной индуктивности и единиц ее измерения перепишем формулу (4.3) в виде

$$M = \frac{\Phi_2}{I_1}. \quad (4.5)$$

Очевидно, что взаимная индуктивность двух контуров равна отношению магнитного потока, связанного с одним из контуров, к силе тока, идущего по другому контуру.

Единицей взаимной индуктивности является генри (Гн):

$$\Gamma_H = \text{Вб/А.}$$

Размерность взаимной индуктивности равна

$$[M] = [\Phi]/[I] = \text{Вб/А} = \text{м}^2 \cdot \text{кг} \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{А}^{-2}.$$

Взаимная индуктивность зависит от формы, размеров и взаимного расположения контуров и от магнитной проницаемости среды, но не зависит от силы тока в контуре.

Рассмотрим две однослойные проволочные катушки, намотанные на общий железный сердечник.

Пусть катушка 2, имеющая n_2 витков, плотно намотана поверх катушки 1, имеющей n_1 витков. Катушки имеют общую длину l и почти одинаковую площадь поперечного сечения S ; магнитная проницаемость среды равна μ . Ток I_1 , идущий в первой катушке, создает магнитное поле, которое пронизывает как первую, так и вторую катушку. Поэтому каждый виток второй катушки связан с магнитным потоком $\Phi' = \mu_0 \mu H_1 S$, а вся вторая катушка связана с магнитным потоком:

$$\Phi_2 = \Phi' n_2 = \mu_0 \mu H_1 S n_2,$$

где: $H_1 = n_1 I_1 / l$ — напряженность магнитного поля, создаваемого первой катушкой (соленоидом). Тогда

$$\Phi_2 = \frac{\mu_0 \mu n_1 n_2 I_1 S}{l},$$

откуда, согласно формуле (4.5),

$$M = \frac{\mu_0 \mu n_1 n_2 S}{l}. \quad (4.6)$$

Этой же формулой можно пользоваться для приближенного вычисления взаимной индуктивности двух многослойных катушек, если толщина слоев мала по сравнению с диаметром катушек.

Если за время dt сила тока в первой катушке изменяется на величину dI_1 , то, как следует из формул (4.4) и (4.6), во второй катушке возникает электродвижущая сила взаимной индукции:

$$\varepsilon_2 = - \frac{\mu_0 \mu n_1 n_2 S}{l} \frac{dI_1}{dt}. \quad (4.7)$$

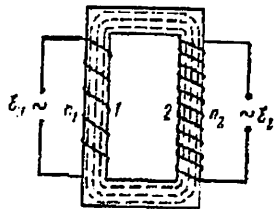


Рис. 4.3

На этом принципе построена схема трансформатора, представленная на рис. 4.3. Первичная 1 и вторичная 2 катушки (обмотки), имеющие, соответственно n_1 и n_2 витков, надеты на замкнутый железный сердечник. Магнитное поле сердечника изображено линиями магнитной индукции (замкнутые прерывистые линии).

Если магнитный поток в сердечнике изменяется на величину $d\Phi$ за время dt , то в соответствии с законом Фарадея в обмотках индуцируются электродвижущие силы:

$$\varepsilon_1 = - \frac{d\Phi}{dt} n_1 \quad \text{и} \quad \varepsilon_2 = - \frac{d\Phi}{dt} n_2.$$

Если изменение магнитного потока было вызвано подключением к первичной обмотке внешней переменной э. д. с., равной ε_1 , то во второй обмотке появится э. д. с. взаимной индукции, равная ε_2 . Отношение этих э. д. с. равно:

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{n_2}{n_1} = k. \quad (4.8)$$

Величина k , называемая коэффициентом трансформации, показывает, во сколько раз э. д. с. во вторичной обмотке больше (или меньше) э. д. с. в первичной обмотке.

Согласно закону сохранения энергии, мощности тока в обеих обмотках должны быть одинаковыми. Поэтому можно написать

$$\varepsilon_1 I_1 = \varepsilon_2 I_2, \quad (4.9)$$

или, учитывая формулу (4.8),

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1} = k \quad (4.10)$$

где: I_1 и I_2 — переменные токи соответственно в первичной и вторичной обмотках. Следовательно, токи в обмотках обратно пропорциональны числам витков этих обмоток.

Таким образом, применяя трансформатор с соответствующим коэффициентом трансформации, можно в любом наперед заданном отношении повышать или понижать переменную электродвижущую силу и соответственно понижать или повышать ток. Повышающий трансформатор ($k > 1$) применяется, например, при передаче электроэнергии на большое расстояние (для снижения потерь на джоулево тепло в линии передачи, пропорциональных квадрату силы тока). Понижающий трансформатор ($k < 1$) используется, например, при электросварке (поскольку для нее требуется большой ток при низком напряжении).

Контур, в котором изменяется ток, индуцирует ток не только в других, соседних, контурах, но и в себе самом: это явление называется *самоиндукцией*.

Магнитный поток Φ , связанный с контуром, пропорционален току I в контуре:

$$\Phi = LI, \quad (4.11)$$

где множитель L называется коэффициентом самоиндукции, или индуктивностью контура.

Если за время dt ток в контуре изменяется на величину dI , то, согласно формуле (4.11), магнитный поток, связанный с контуром, изменится на величину

$$d\Phi = L \cdot dI,$$

в результате чего в этом контуре появится электродвижущая сила самоиндукции

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -L \frac{dI}{dt} \quad (4.12)$$

пропорциональная скорости изменения тока и зависящая от индуктивности контура. Знак минус показывает, что э. д. с. самоиндукции (а следовательно, и ток самоиндукции) всегда препятствует изменению основного (внешнего) тока. Если основной ток увеличивается ($dI/dt > 0$), то $\varepsilon < 0$ и ток самоиндукции направлен навстречу основному току. Если же основной ток уменьшается ($dI/dt < 0$), то $\varepsilon > 0$ и ток самоиндукции направлен одинаково с основным током.

Из формулы (4.11) следует, что $L = \Phi/I$, т. е. индуктивность контура равна связанному с ним магнитному потоку, если в контуре идет ток, равный единице.

Очевидно, что индуктивность L измеряется в тех же единицах, что и взаимная индуктивность M . Индуктивность зависит от формы и размеров контура и от магнитной проницаемости среды.

§ 4.3. Энергия магнитного поля. Понятие об электромагнитной теории Максвелла

Магнитное поле неразрывно связано с током: оно появляется, изменяется и исчезает вместе с появлением, изменением и исчезновением тока. Следовательно, часть энергии тока всегда идет на создание магнитного поля. Поэтому магнитное поле должно обладать энергией, равной работе, затрачиваемой током на создание этого поля, или, что то же, на создание потока магнитной индукции, связанного с током.

Именно наличием энергии у магнитного поля объясняется физическая сущность явления электромагнитной индукции, в частности самоиндукции. Сила тока, включенного в контур, не сразу достигает своего максимального значения, а нарастает в течение некоторого промежутка времени, потому что часть энергии тока расходуется в это время на создание магнитного поля. Это «затормаживание» включаемого тока равносильно возникновению в контуре противотока самоиндукции. Достигнув максимального значения, ток становится постоянным. При этом становится постоянным и его магнитное поле. При выключении тока его магнитное поле исчезает. Однако, согласно закону сохранения энергии, энергия магнитного поля не может исчезнуть. Она переходит в энергию тока самоиндукции, усиливающего выключаемый ток.

Таким образом, явление электромагнитной индукции основано на взаимных превращениях энергий электрического тока и магнитного поля.

Исходя из этих представлений, получим выражение величины энергии магнитного поля. Пусть в некотором контуре с индуктивностью L включается ток, возрастая от 0 до максимального значения, равного I , он создает магнитный поток

$$\Phi = LI.$$

Изменение тока на малую величину dI сопровождается изменением магнитного потока на малую величину

$$d\Phi = L \cdot dI. \quad (4.13)$$

Для изменения магнитного потока на $d\Phi$ ток должен совершить работу

$$dA = I \cdot d\Phi$$

или, учитывая формулу (4.13),

$$dA = LI \cdot dI.$$

Тогда работа по созданию магнитного потока Φ будет равна:

§ 4.3. Энергия магнитного поля. Понятие об электромагнитной теории Максвелла

Магнитное поле неразрывно связано с током: оно появляется, изменяется и исчезает вместе с появлением, изменением и исчезновением тока. Следовательно, часть энергии тока всегда идет на создание магнитного поля. Поэтому *магнитное поле должно обладать энергией, равной работе, затрачиваемой током на создание этого поля, или, что то же, на создание потока магнитной индукции, связанного с током.*

Именно наличием энергии у магнитного поля объясняется физическая сущность явления электромагнитной индукции, в частности самоиндукции. Сила тока, включенного в контур, не сразу достигает своего максимального значения, а нарастает в течение некоторого промежутка времени, потому что часть энергии тока расходуется в это время на создание магнитного поля. Это «затормаживание» включаемого тока равносильно возникновению в контуре противотока самоиндукции. Достигнув максимального значения, ток становится постоянным. При этом становится постоянным и его магнитное поле. При выключении тока его магнитное поле исчезает. Однако, согласно закону сохранения энергии, энергия магнитного поля не может исчезнуть. Она переходит в энергию тока самоиндукции, усиливающего выключаемый ток.

Таким образом, *явление электромагнитной индукции основано на взаимных превращениях энергий электрического тока и магнитного поля.*

Исходя из этих представлений, получим выражение величины энергии магнитного поля. Пусть в некотором контуре с индуктивностью L включается ток, возрастая от 0 до максимального значения, равного I , он создает магнитный поток

$$\Phi = LI.$$

Изменение тока на малую величину dI сопровождается изменением магнитного потока на малую величину

$$d\Phi = L \cdot dI. \quad (4.13)$$

Для изменения магнитного потока на $d\Phi$ ток должен совершить работу

$$dA = I \cdot d\Phi$$

или, учитывая формулу (4.13),

$$dA = LI \cdot dI.$$

Тогда работа по созданию магнитного потока Φ будет равна:

$$A = \int_0^l L I dI = \frac{LI^2}{2}.$$

Следовательно, энергия магнитного поля, связанного с контуром,

$$W = \frac{LI^2}{2}. \quad (4.14)$$

Пользуясь формулой (4.14), рассчитаем энергию магнитного поля тороида. Так как напряженность этого поля $H = nI/l$, где n – число витков тороида, l – его длина. Тогда сила тока в тороиде равна:

$$I = \frac{Hl}{n}. \quad (4.15)$$

Подставим в выражение (4.14) значение I из формулы (4.15) и L , учитывая, что для тороида $L = \frac{\mu_0 \mu n^2 S}{l}$, где S – площадь поперечного сечения тороида. Тогда получим

$$W = \frac{\mu_0 \mu H^2 S l}{2},$$

или, учитывая, что $S l = \Omega$ – объем тороида,

$$W = \frac{\mu_0 \mu H^2 \Omega}{2}. \quad (4.16)$$

Все магнитное поле тороида сосредоточено внутри него. Поэтому объем тороида Ω является вместе с тем и объемом, занимаемым магнитным полем. Таким образом, энергия магнитного поля оказывается пропорциональной квадрату его напряженности и объему охватываемого им пространства.

Плотность энергии магнитного поля, т. е. энергия магнитного поля, приходящаяся на единицу занимаемого им объема, выражается соотношением

$$w_m = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}. \quad (4.17)$$

Подчеркнем, что формула (4.17), выведенная для однородного поля (тороида), остается справедливой для любого магнитного поля.

Ранее в § 1.9 было получено выражение плотности энергии электрического поля (1.47)

$$w = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2},$$

аналогичное по форме выражению (4.17) плотности энергии магнитного поля.

Если в пространстве имеются и электрическое, и магнитное поля, то плотность энергии электромагнитного поля будет равна:

$$w_m = w_e + w_m = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2 + \mu_0 \mu H^2}{2}, \quad (4.18)$$

где: ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, ϵ и μ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

В 60-х годах XIX столетия Максвелл разработал теорию единого электромагнитного поля, согласно которой переменное электрическое поле порождает переменное магнитное поле, а переменное магнитное поле порождает переменное электрическое поле. Эти вторичные переменные поля имеют вихревой характер: силовые линии порождающего поля concentрически охвачены силовыми линиями порождаемого поля. В результате образуется система «переплетенных» между собой электрических и магнитных полей.

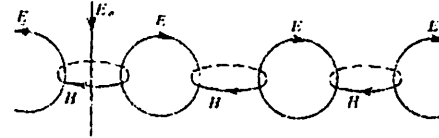


Рис. 4.4

Некоторое представление о характере переменного электромагнитного поля может дать рис. 4.4, являющийся как бы мгновенным снимком этого поля.

Прямая линия E_0 изображает одну из силовых линий первичного переменного электрического поля, горизонтальные окружности H изображают силовые линии вторичных переменных магнитных полей, а вертикальные окружности E – силовые линии вторичных переменных электрических полей. Постоянные электрические и магнитные поля являются лишь частными случаями единого электромагнитного поля.

Будучи первоначально связаны с зарядами и токами, переменные электрические и магнитные поля могут затем существовать независимо от зарядов и токов (отделиться от них) и, порождая друг друга, перемещаться в пространстве со скоростью

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}}, \quad (4.19)$$

или, если подставить численные значения и размерности ϵ_0 и μ_0 ,

$$v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\epsilon \mu}}. \quad (4.19')$$

Таковыми переменными электромагнитными полями, отделившись от породивших их токов, являются радиоволны, свет, рентгеновские лучи и гамма-излучение (фотоны).

Согласно формуле (4.19'), в вакууме ($\epsilon = \mu = 1$) электромагнитные поля распространяются со скоростью $3 \cdot 10^8$ м/с = 300 000 км/с, что, как известно, соответствует скорости света, определенной экспериментальным путем.

§ 4.4. Электромагнитные волны

Согласно теории Максвелла, переменное электромагнитное поле представляет собой совокупность переменных взаимно перпендикулярных электрических и магнитных полей (см. рис. 4.4), скорость их перемещения в пространстве определяется формулой (4.19). Распространение электромагнитного поля сопровождается переносом электромагнитной энергии.

Источниками электромагнитного поля или, как говорят, источниками электромагнитного излучения служат всевозможные переменные токи: переменный ток в проводниках, колебательное движение ионов, электронов и других заряженных частиц, вращение электронов в атоме вокруг ядра и т. п.

Простейшей системой, эквивалентной переменному току, является электрический диполь с гармонически изменяющимся моментом p . В начальный момент заряды $+q$ и $-q$ такого диполя совмещены друг с другом и потому $p = 0$. Через четверть периода заряды расходятся на максимальное расстояние l и момент диполя достигает максимального значения $p = ql$. Через полпериода заряды вновь сходятся ($p = 0$), а затем (через три четверти периода) расходятся в противоположные стороны на расстояние l , в связи с чем момент диполя опять становится максимальным, но имеющим противоположное направление ($p = -ql$). Затем процесс периодически повторяется.

Создаваемое диполем и распространяющееся от него электромагнитное поле имеет следующие основные черты:

1. Напряженность электрического поля E колеблется в плоскости оси диполя перпендикулярно направлению электромагнитного излучения r (т. е. перпендикулярно электромагнитному лучу).
2. Напряженность магнитного поля H колеблется перпендикулярно электромагнитному лучу r и напряженности электрического поля E . Таким образом, векторы E , H и r - взаимно перпендикулярны.
3. Колебания напряженностей E и H совершаются в одной фазе.
4. Амплитуды напряженностей $E_{\text{макс}}$ и $H_{\text{макс}}$ зависят от направления электромагнитного луча (от угла φ): излучение максимально в направлении, перпендикулярном оси диполя ($\varphi = 90^\circ$), и равно нулю в направлении оси диполя ($\varphi = 0^\circ$).

Максимум электромагнитного поля, создающийся в некоторый момент времени в данной точке, перемещается затем вдоль луча r со скоростью v . Через промежуток времени, равный одному периоду колебания зарядов диполя, в этой точке создается второй максимум по-

ля, перемещающийся вслед за первым. За вторым максимумом следует (через период) третий максимум и т. д.

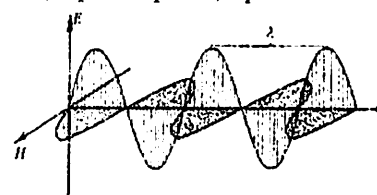


Рис. 4.5

То есть электромагнитное поле распространяется в виде поперечной электромагнитной волны (рис. 4.5), состоящей из двух совпадающих по фазе волн - электрической (волны напряженности электрического поля) и магнитной (волны напряженности магнитного поля).

Период (частота) электромагнитной волны равен периоду (частоте) колебания излучающего диполя. Длина λ , период T , частота ν и скорость v распространения электромагнитной волны связаны между собой очевидным соотношением

$$\lambda = vT = v/\nu. \quad (4.20)$$

Чем чаще следует друг за другом максимумы электромагнитного поля, т. е. чем больше частота электромагнитной волны, тем большая энергия переносится этой волной. Расчеты показывают, что интенсивность электромагнитной волны или, что то же, плотность потока электромагнитной энергии (количество электромагнитной энергии, переносимое за единицу времени через единицу площади, перпендикулярной электромагнитному лучу), пропорциональна (при одинаковых прочих условиях) квадрату частоты волны. Поэтому источником интенсивных электромагнитных волн, способных переносить электромагнитную энергию на значительное расстояние, должен быть переменный ток частоты порядка миллиона герц. Переменные токи столь высокой частоты принято называть электрическими колебаниями.

Понятно, что никакие механические (электромашины) генераторы не могут создать переменный ток, частотой 10^6 Гц (для этого якорь генератора должен был бы совершать миллион оборотов в секунду!). В качестве генератора электрических колебаний и источника электромагнитных волн высокой частоты применяется колебательный контур.

§ 4.5. Контур, вращающийся в магнитном поле. Синусоидальный переменный ток. Работа и мощность переменного тока

Возбуждение электродвижущей силы индукции в контуре, вращаемом в магнитном поле, используется в технике для получения электрического тока.

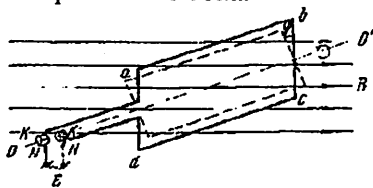


Рис. 4.6

Рассмотрим плоский прямоугольный контур $abed$, который может вращаться вокруг оси $00'$, перпендикулярной магнитному полю (рис. 4.6).

Пусть магнитное поле является однородным: индукция $B = \text{const}$ и контур вращается равномерно с угловой скоростью $\omega = \text{const}$. Тогда магнитный поток Φ , связанный с контуром в любой момент времени t , будет равен:

$$\Phi = BS \cos \varphi = BS \cos \omega t,$$

где: S – площадь, ограниченная контуром, а $\varphi = \omega t$ – угол поворота контура, отсчитываемый от начального положения контура, при котором $S \perp B$.

При вращении контура поток Φ периодически изменяется. В связи с этим в контуре возникает периодически изменяющаяся э. д. с. индукции, равная, согласно закону Фарадея,

$$\varepsilon = -d\Phi/dt = BS \omega \sin \omega t.$$

Так как максимальное значение этой э. д. с. (наступающее при $\sin \omega t = 1$) равно

$$\varepsilon_{\text{макс}} = BS \omega,$$

то

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{макс}} \sin \omega t. \quad (4.21)$$

Следовательно, если в однородном магнитном поле равномерно вращается проводящий контур, то в нем возникает переменная электродвижущая сила, изменяющаяся по закону синуса.

Эта э. д. с. создает в контуре синусоидальный переменный ток, силой

$$I = \frac{\varepsilon}{R_0} = \frac{\varepsilon_{\text{макс}}}{R_0} \sin \omega t = I_{\text{макс}} \sin \omega t \quad (4.22)$$

где: $I = \frac{\varepsilon}{R_0}$ – максимальное значение силы тока, R_0 – омическое сопротивление контура и электрической цепи, в которую отводится ток (посредством щеток N , скользящих по кольцам K).

Переменный ток является колебательным процессом (гармоническим колебанием). Поэтому названия характеристик колебательно-го процесса сохраняются и за характеристиками переменного тока. Именно: $\varepsilon_{\text{макс}}$ называется амплитудой электродвижущей силы, $I_{\text{макс}}$ – амплитудой тока, ω – круговой частотой тока, ωt – фазой тока. Переменный ток характеризуется также периодом тока T и частотой тока ν , причем

$$\omega = 2\pi/T = 2\pi\nu. \quad (4.23)$$

На рис. 4.7 представлены графики электродвижущей силы и силы тока. Очевидно, что изменения (колебания) э. д. с. и силы тока совершаются в одинаковых фазах.

Рассмотренный способ получения переменного тока лежит в основе устройства электромашиного генератора переменного тока.

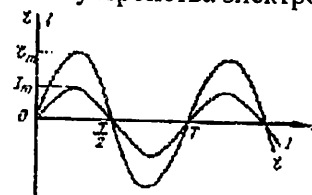


Рис. 4.7

Поэтому электродвижущая сила, возбуждаемая в таком генераторе, равна

$$\varepsilon = BS\omega \sin \omega t. \quad (4.24)$$

Современные генераторы переменного тока могут создавать напряжение в несколько десятков тысяч вольт, их мощность достигает 300 000 кВт и более.

От контура, вращаемого в магнитном поле, можно получить и постоянный ток. Для этого надо соединить концы контура с полукольцами K_1 и K_2 (рис. 4.8).

При повороте контура на 180° направление тока в нем изменится на противоположное. Но при этом щетки N_1 и N_2 придут в соприкосновение с противоположными полукольцами K_2 и K_1 . Поэтому во внешней цепи ток идет всегда в одном направлении. Правда, этот ток будет пульсирующим (рис. 4.9).

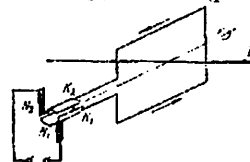


Рис. 4.8



Рис. 4.9

Для сглаживания пульсаций ротор генератора постоянного тока изготавливается из нескольких многовитковых контуров, расположенных в различных плоскостях.

Если через обмотку ротора генератора пропускать ток, то под действием лоренцевой силы ротор придет во вращение. Таким образом, электромашинный генератор тока может быть превращен в электродвигатель.

Получим теперь выражения работы и мощности переменного тока. В главе II были представлены выражения для работы (2.9-2.9'') и мощности (2.10-2.10'') постоянного тока

Работа, совершаемая за время t постоянным током I на резисторе сопротивлением R_0 , равна

$$A = I^2 R_0 t, \quad (4.25)$$

а мощность постоянного тока выражается соотношением

$$N = I^2 R_0. \quad (4.26)$$

В случае переменного тока величина I изменяется со временем; однако для очень малого промежутка времени dt можно считать ее постоянной ($I = \text{const}$). Поэтому для выражения элементарной работы dA , совершаемой переменным током за время dt , можно воспользоваться формулой (4.24) и написать

$$dA = I^2 R_0 dt$$

или, учитывая формулы (4.22) и (4.23),

$$dA = I_{\text{макс}}^2 R_0 \sin \omega t \cdot dt = I_{\text{макс}}^2 R_0 \sin^2 \frac{2\pi}{T} dt. \quad (4.27)$$

Работу A , совершаемую переменным током за один период T , получим интегрированием выражения (4.27) по времени в пределах от 0 до T :

$$A = \int_0^T dA = I_{\text{макс}}^2 R_0 \int_0^T \sin^2 \frac{2\pi}{T} dt = \frac{I_{\text{макс}}^2}{2} R_0 T. \quad (4.28)$$

Среднюю мощность N переменного тока определим, поделив работу A на период T :

$$N = I^2 R_0 / 2.$$

Введем обозначение

$$I_{\text{эф}}^2 = \frac{I_{\text{макс}}^2}{2}$$

и назовем

$$I_{\text{эф}} = \frac{I_{\text{макс}}}{\sqrt{2}} \quad (4.29)$$

эффективной силой переменного тока или эффективным (действующим) током. Тогда

$$N = I_{\text{эф}}^2 R_0. \quad (4.30)$$

Из взаимного сравнения соотношений (4.26) и (4.30) следует, что мощность переменного тока можно рассчитывать по формуле мощности постоянного тока (4.26), если вместо силы постоянного тока I брать эффективную силу переменного тока $I_{\text{эф}}$.

Таким образом, эффективная сила переменного тока равна силе такого постоянного тока, который имеет ту же мощность, что и данный переменный ток. Эффективный ток $I_{\text{эф}}$ и постоянный ток I производят одинаковый внешний эффект, например, выделяют в проводнике одинаковое количество джоулева тепла (отсюда название – эффективный ток). Согласно формуле (4.29), эффективный ток приблизительно в 1,41 раза меньше максимального (амплитудного) тока.

Аналогично эффективному току вводится понятие эффективного (действующего) напряжения:

$$U_{\text{эф}} = \frac{U_{\text{макс}}}{\sqrt{2}} \approx 0,71 U_{\text{макс}}, \quad (4.31)$$

где: $U_{\text{макс}}$ – максимальное (амплитудное) значение переменного напряжения.

Пользуясь понятиями эффективного тока и напряжения, напишем следующие выражения работы и мощности переменного тока:

$$A = I_{\text{эф}}^2 R_0 t = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} t = \frac{U_{\text{эф}}^2 t}{R_0} \quad (4.32)$$

$$N = I_{\text{эф}}^2 R_0 = I_{\text{эф}} U_{\text{эф}} = \frac{U_{\text{эф}}^2}{R_0}. \quad (4.33)$$

Следует подчеркнуть, что формулы (4.32) и (4.33) выражают работу и мощность переменного тока на омическом (активном) сопротивлении:

$$R_0 = \rho l / S$$

где: l – длина, S – площадь поперечного сечения, ρ – удельное сопротивление проводника.

ГЛАВА V. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПРИРОДЕ И СВОЙСТВАХ СВЕТА

§ 5.1. Природа света

Оптика – раздел физики, в котором изучаются вопросы о природе света, закономерности световых явлений и процессах взаимодействия света с веществом.

В течение последних двух с половиной столетий представление о природе света претерпело весьма существенное изменение. В конце XVII в. сформировались две принципиально различные теории о природе света: корпускулярная теория, разработанная Ньютоном, и волновая теория, разработанная Гюйгенсом. Согласно корпускулярной теории, свет есть поток материальных частиц (корпускул), летящих с большой скоростью от источника света. Согласно волновой теории, свет представляет собой волну, исходящую от источника света и распространяющуюся с большой скоростью в «мировом эфире» – неподвижной упругой среде, непрерывно заполняющей всю Вселенную. Обе теории удовлетворительно объясняли закономерности, присущие некоторым световым явлениям, например законы отражения и преломления света. Однако такие явления, как интерференция, дифракция и поляризация света, не укладывались в рамки этих теорий.

До конца XVIII в. подавляющее большинство физиков отдавало предпочтение корпускулярной теории Ньютона. В начале XIX в. благодаря исследованиям Юнга (1801) и Френеля (1815 г.) волновая теория была в значительной мере развита и усовершенствована. В ее основу лег принцип Гюйгенса – Френеля. Волновая теория Гюйгенса – Юнга – Френеля успешно объяснила почти все известные в то время световые явления, в том числе интерференцию, дифракцию и поляризацию света, в связи с чем эта теория получила всеобщее признание, а корпускулярная теория Ньютона была отвергнута.

Слабым местом волновой теории являлся гипотетический «мировой эфир», реальность существования которого оставалась весьма сомнительной. Однако в 60-х годах прошедшего столетия, когда Максвелл разработал теорию единого электромагнитного поля, необходимость в «мировом эфире» как особом носителе световых волн отпала: выяснилось, что свет представляет собой электромагнитные волны и, следовательно, их носителем является электромагнитное поле. Видимому свету соответствуют электромагнитные волны длиной от 0,77 до 0,38 мкм, создаваемые колебаниями зарядов, входящих в

состав атомов и молекул. Таким образом, волновая теория о природе света эволюционировала в электромагнитную теорию света.

Одним из важнейших экспериментальных доказательств справедливости электромагнитной теории света послужили опыты Физо (1849 г.), Фуко (1850 г.) и Майкельсона (1881 г.): экспериментальное значение скорости распространения света совпало с теоретическим значением скорости распространения электромагнитных волн, полученным из электромагнитной теории Максвелла. Другим не менее важным подтверждением электромагнитной теории явились опыты Лебедева (1899 г.): измеренное им световое давление на твердые тела оказалось равным давлению электромагнитных волн, рассчитанному на основе теории Максвелла.

Представление о волновой (электромагнитной) природе света оставалось незыблемым вплоть до конца XIX в. Однако к этому времени накопился достаточно обширный материал, не согласующийся с этим представлением и даже противоречащий ему. Изучение данных о спектрах свечения химических элементов, о распределении энергии в спектре теплового излучения черного тела, о фотоэлектрическом эффекте и некоторых других явлениях привело к необходимости предположить, что излучение, распространение и поглощение электромагнитной энергии носит дискретный (прерывистый) характер, то есть свет испускается, распространяется и поглощается не непрерывно (как это следовало из волновой теории), а порциями (квантами). Исходя из этого предположения немецкий физик Планк в 1900 г. создал квантовую теорию электромагнитных процессов, а Эйнштейн в 1905 г. разработал квантовую теорию света, согласно которой свет представляет собой поток световых частиц – фотонов. Таким образом, в начале прошлого столетия возникла новая теория о природе света – квантовая теория, возрождающая в известном смысле корпускулярную теорию Ньютона. Однако фотоны существенно (качественно) отличаются от обычных материальных частиц: все фотоны движутся со скоростью, равной скорости света, обладая при этом конечной массой («масса покоя» фотона равна нулю).

Важную роль в дальнейшем развитии квантовой теории света сыграли теоретические исследования атомных и молекулярных спектров, выполненные Бором (1913 г.), Шредингером (1925 г.), Дираком (1930 г.), Фейнманом (1949 г.), В. А. Фоком (1957 г.) и др.

По современным воззрениям, свет – сложный электромагнитный процесс, обладающий как волновыми, так и корпускулярными свойствами. В некоторых явлениях (интерференция, дифракция, по-

ляризация света) обнаруживаются волновые свойства света, эти явления описываются волновой теорией. В других явлениях (фотоэффект, люминесценция, атомные и молекулярные спектры) обнаруживаются корпускулярные свойства света, такие явления описываются квантовой теорией. Таким образом, волновая (электромагнитная) и корпускулярная (квантовая) теория не отвергают, а дополняют друг друга, образуя тем самым двойственный характер свойств света. Здесь мы встречаемся с наглядным примером диалектического единства противоположностей: свет является и волной, и частицей. Современная физика стремится создать единую теорию о природе света, отражающую двойственный корпускулярно-волновой характер света: разработка такой единой теории пока еще не завершена.

5.2. Отражение и преломление света. Полное отражение

Опыт и теория показывают, что в различных прозрачных средах свет распространяется с различными скоростями, меньшими скорости света в вакууме. Среда, во всех точках которой скорость распространения света одинакова, называется оптически однородной.

Рассмотрим, исходя из волновой теории, явления отражения и преломления монохроматического света на плоской границе раздела двух различных, оптически однородных сред.

Пусть плоский фронт световой волны OA падает на границу раздела двух сред, скорости света в которых равны c_1 и c_2 (рис. 5.1). Рассмотрим в один фронт световые лучи 1 и 2, составляющие с нормалью к границе раздела угол α (угол падения).

На границе раздела двух сред свет частично отражается (лучи 3 и 4), а частично проходит (преломляется) во вторую среду (лучи 5 и 6). Применяя принцип Гюйгенса — Френеля, построим фронты отраженной и преломленной волн.

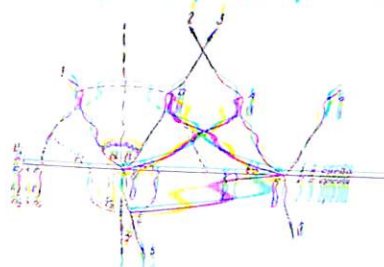


Рис. 5.1

В точку B свет приходит позднее, чем в точку O , на время

$$t = \frac{AB}{c_1}.$$

За это время из точки O (как из вторичного источника света) в первой среде успевает распространиться полусферическая волна радиусом

$r_1 = c_1 t = |AB| \frac{c_1}{c_1} = |AB|$, а во второй среде — полусферическая волна радиу-

сом $r_2 = c_2 t = |AB| \frac{c_2}{c_1}$.

От всех остальных точек границы OB (кроме самой точки B) также распространяются вторичные полусферические волны, радиусы которых окажутся убывающими в направлении от O к B (эти вторичные волны на рисунке не показаны). Огибающая всех волновых полуфер первой среды даст фронт отраженной волны BD , а огибающая всех полусфер второй среды — фронт преломленной волны BE .

На рис. 5.1 видно, что $\triangle OAB = \triangle BDO$ (как прямоугольные, имеющие общую гипотенузу и по одному одинаковому катету: $|OD| = r$

$= |AB|$). Поэтому $\angle AOB = \angle DBO$. Но $\angle AOB = \alpha$, а $\angle DBO = \beta$ (как углы со взаимно перпендикулярными сторонами), следовательно,

$$\alpha = \beta, \quad (5.1)$$

где угол β называется углом отражения.

Соотношение (5.1) выражает **закон отражения света**: падающий и отраженный лучи лежат в одной плоскости с перпендикуляром, проведенным к границе раздела сред в точке падения, угол падения равен углу отражения.

Если отражающая поверхность является не зеркально гладкой, а шероховатой, то свет отражается от нее по всевозможным направлениям; такое отражение называется диффузным. В реальных условиях отражения бывает всегда в большей или меньшей мере диффузным.

Возвращаясь к рис. 5.1, учтем, что

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{|AB|}{|OE|}, \quad |AB| = |OB| \sin \alpha, \quad |OE| = |OB| \sin \gamma.$$

Тогда

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (5.2)$$

где угол γ называется углом преломления. Это соотношение выражает **закон преломления света**: падающий и преломленный лучи лежат в одной плоскости с перпендикуляром к границе раздела сред, проведенным в точке падения; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления равно отношению скорости света в первой среде к скорости света во второй среде.

Из формулы (5.2) следует, что при $\alpha = 0$ будет и $\gamma = 0$ (так как $c_1/c_2 \neq 0$), т. е. луч, падающий нормально на границу раздела сред, не преломляется.

Обозначим

$$c_1 = \frac{c}{n_1} \quad \text{и} \quad c_2 = \frac{c}{n_2},$$

где c — скорость света в вакууме, а n_1 и n_2 — безразмерные величины, называемые абсолютными показателями преломления первой и второй сред. Абсолютный показатель преломления (или просто показатель преломления) является важной оптической характеристикой среды: он показывает, во сколько раз скорость света в данной среде меньше скорости света в вакууме. Очевидно, что абсолютный показатель преломления вакуума равен единице.

Значения показателей преломления некоторых веществ для монохроматического желтого света с длиной волны $\lambda = 0,589$ мкм приведены в таблице:

Вещество	Показатель преломления	Вещество	Показатель преломления
Воздух	1,0003	Стекло (крон)	1,515
Вода	1,333	Стекло (флинт)	1,752
Спирт (этиловый)	1,362	Алмаз	2,420

Учитывая, что показатели преломления двух сред обратно пропорциональны скоростям распространения света в этих средах, можно записать закон преломления в виде:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (5.3)$$

где $n_{21} = n_2/n_1$ называется *относительным показателем преломления второй среды относительно первой*.

Из двух сред, имеющих различные показатели преломления, среда с меньшим показателем называется оптически менее плотной, а среда с большим показателем — оптически более плотной.

В соответствии с определением, данным в начале этого параграфа, можно сказать, что оптически однородной является среда, во всех точках которой оптическая плотность (показатель преломления) одинакова.

Земная атмосфера является оптически неоднородной средой: ее показатель преломления непрерывно уменьшается по мере увеличения высоты над земной поверхностью. Благодаря этому световой луч, идущий в атмосфере, проходит как бы через множество тонких параллельных (друг другу и земной поверхности) слоев, показатель преломления которых уменьшается с увеличением высоты слоя. На границе раздела каждой пары таких слоев происходит преломление луча по закону преломления (5.3). В результате луч света в атмосфере искривляется, оказываясь обращенным выпуклостью вверх (от Земли). Это явление называется рефракцией (refractus — преломленный) света в атмосфере.

Рефракция света в атмосфере дает возможность видеть объекты, которые фактически (геометрически) находятся уже под горизонтом места наблюдения. Чем сильнее рефракция, тем более удаленные за горизонт объекты представляются возможным наблюдать.

В этой связи небезынтересно отметить, что очень сильная рефракция имеет место в нижнем слое (высотой около 12 км) атмосферы планеты Венеры (по данным исследования венерианской атмосферы посредством автоматической станций «Венера-4», довершившей 18 октября 1967 г. посадку на поверхность Венеры). Здесь кривизна световых лучей оказывается больше кривизны поверхности планеты.

Благодаря такой «сверхрефракции», лучи света могут проникать далеко за геометрический горизонт места; на высоте же около 12 км луч может (в принципе) обогнуть всю планету по кругу.

Если свет проходит из оптически более плотной среды (с показателем преломления n_1) в оптически менее плотную среду (с показателем $n_2 < n_1$), например, из стекла в воду, то, согласно формуле (5.3), угол падения α будет меньше угла преломления γ (рис. 5.2, а). Поэтому при некотором угле падения ($\alpha = A$) угол преломления окажется равным 90° , т. е. преломленный луч будет скользить вдоль границы раздела сред, не входя во вторую среду (рис. 5.2, б). Угол A называется предельным углом падения. При $\alpha > A$ свет полностью отражается в первую среду (рис. 5.2, в). Это явление носит название полного отражения света.

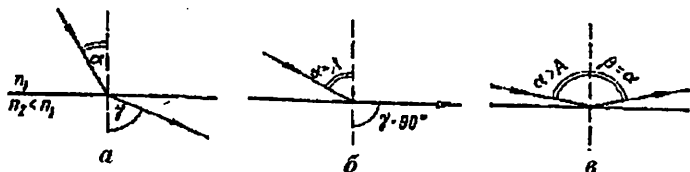


Рис. 5.2

Согласно формуле (5.3),

$$\frac{\sin A}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21},$$

откуда $\sin A = n_{21}$.

Исходя из этих соотношений, можно определять относительный показатель преломления двух сред (по измеренному значению угла A), а также абсолютный показатель преломления одной из сред, если показатель другой среды известен. Оптический прибор, служащий для этой цели и основанный на явлении полного отражения, называется рефрактометром.

Во многих оптических приборах (поляриметр, рефрактометр, спектрометр и др.) для преломления света используются стеклянные призмы. На рис. 5.3 показан ход луча монохроматического света в призме. После двукратного преломления (на левой и на правой гранях призмы) луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол δ , называемый углом отклонения.

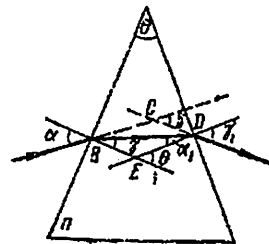


Рис. 5.3

Угол θ , заключенный между преломляющими гранями, носит название преломляющего угла призмы. Угол отклонения δ зависит от преломляющего угла θ и показателя преломления призмы n . Эта зависимость легко устанавливается для призмы с малым преломляющим углом (тонкой призмы) в случаях малого угла падения α .

Исходя из закона преломления и принимая показатель преломления воздуха равным единице, можем написать:

$$\sin \alpha = n \sin \gamma \quad \text{и} \quad n \sin \alpha_1 = \sin \gamma_1.$$

При малых α и θ будут также малы γ , α_1 и γ_1 . Поэтому в последних равенствах синусы углов можно заменить самими углами:

$$\alpha = n\gamma \quad \text{и} \quad n\alpha_1 = \gamma_1. \quad (5.4)$$

На основании теоремы о внешнем угле треугольника из $\triangle BED$ следует, что

$$\theta = \gamma + \alpha_1 \quad (5.5)$$

На том же основании из $\triangle BCD$ находим

$$\delta = (\alpha - \gamma) + (\gamma_1 - \alpha_1).$$

Подставляя выражения α и γ_1 из формулы (5.4) и учитывая формулу (5.5), получим после простых преобразований

$$\delta = (n - 1) \theta. \quad (5.6)$$

Отметим, что угол δ принимает минимальное значение в случае симметричного хода луча (т. е. когда $\alpha = \gamma_1$ и луч BD параллелен основанию призмы).

§ 5.3. Дисперсия света. Спектры

Значение показателя преломления среды определяется, в основном, свойствами этой среды; однако в некоторой мере оно зависит еще от длины волны (или от частоты) света, так как световые волны различной длины распространяются в данной среде с различной скоростью. Поэтому одна и та же среда по-разному преломляет различные монохроматические лучи.

Зависимость показателя преломления среды от длины волны света носит название дисперсии (*dispersio* – рассеяние) света. В более широком смысле дисперсией света называют разложение света в спектр, происходящее при его преломлении, интерференции или дифракции.

Дисперсия называется нормальной, если показатель преломления возрастает с уменьшением длины световой волны. В противном случае дисперсия называется аномальной.

Благодаря дисперсии луч белого света, проходящий через преломляющую среду, оказывается разложенным на различные монохроматические лучи. Попадая на экран, эти лучи образуют дисперсионный спектр – совокупность разноцветных полос.

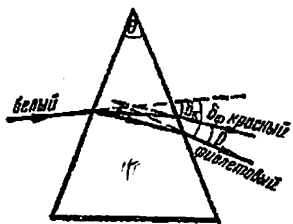


Рис. 5.4

Наиболее отчетливо дисперсионный спектр обнаруживается при преломлении света в веществе, имеющем клинообразную форму, например, в призме. На рис. 5.4 показан случай дисперсии света в стеклянной призме. Так как стекло обладает нормальной дисперсией, то угол отклонения для фиолетового луча (δ_{ϕ}) больше, чем для красного (δ_{κ}).

Угол D между лучами, соответствующими крайним цветам дисперсионного спектра, называется углом дисперсии; от него зависит ширина спектра. Из формулы (5.6) и рис. 5.4 следует, что

$$D = \delta_{\phi} - \delta_{\kappa} = (n_{\phi} - n_{\kappa}) \theta,$$

где n_{ϕ} и n_{κ} – показатели преломления призмы для фиолетового и красного цвета. Разность $n_{\phi} - n_{\kappa}$ обычно служит количественной характеристикой дисперсии вещества. Вообще же мерой дисперсии является отношение изменения показателя преломления Δn к соответствующему изменению длины световой волны $\Delta \lambda$, т. е. величина $\Delta n / \Delta \lambda$.

Призмы применяются в спектрометрах и спектрографах для получения дисперсионных спектров.

Внешний вид спектров может быть весьма разнообразным в зависимости от свойств источника света. Различают три основных типа спектров: сплошные, линейчатые и полосатые.

В *сплошном* спектре представлены все цвета (длины волн), причем переход от одного цвета к другому совершается постепенно (непрерывно).

Линейчатый спектр состоит из ряда резко очерченных цветных линий, отделенных друг от друга широкими темными промежутками. Каждой линии соответствует одна определенная длина световой волны. *Полосатый* спектр состоит из большого числа линий, расположенных отдельными группами.

Линейчатые спектры излучаются отдельными (не взаимодействующими друг с другом) возбужденными атомами. Излучение обусловлено переходами связанных электронов на более низкие энергетические уровни (орбиты).

Полосатые спектры излучаются отдельными возбужденными молекулами. Излучение вызвано как электронными переходами в атомах, так и колебательными движениями самих атомов в молекуле.

Сплошные спектры излучаются совокупностями многих взаимодействующих между собой молекулярных и атомных ионов. Основную роль в излучении играет хаотическое движение этих частиц (колебательное и вращательное), обусловленное высокой температурой.

Для каждого химического элемента (находящегося в состоянии разреженного газа или пара) характерен вполне определенный спектр излучения (по числу спектральных линий, их цвету и взаимному расположению). На этом основан спектральный метод определения химического состава веществ (спектральный анализ).

§ 5.4. Тонкие линзы. Микроскоп

Для изменения направления световых лучей в оптических приборах широко используются линзы. Линзой называется прозрачное (чаще всего стеклянное) тело, ограниченное двумя криво линейными (обычно сферическими) поверхностями или одной криволинейной и одной плоской поверхностью.

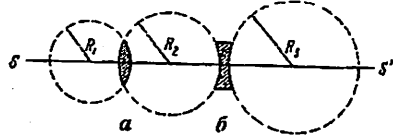


Рис. 5.5

Прямая SS' , проходящая через центры кривизны поверхностей, образующих линзу, называется главной оптической осью (или просто осью) линзы.

Мы будем рассматривать только тонкие линзы, толщина 0_10_2 которых пренебрежимо мала по сравнению с радиусами кривизны линзы (рис. 5.6). У тонкой линзы имеется точка O , обладающая тем свойством, что проходящие через нее лучи практически не преломляются линзой. Эту точку называют оптическим центром линзы, она лежит на пересечении главной оптической оси со средним сечением NN' линзы.

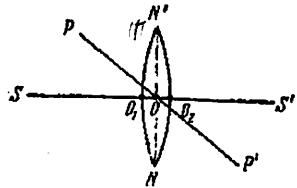


Рис. 5.6

Если линзу представить как совокупность множества призм, то становится очевидным, что выпуклая линза отклоняет лучи к оптической оси, а вогнутая — от оптической оси. Поэтому выпуклая линза называется собирающей, а вогнутая — рассеивающей.

Покажем, что лучи, исходящие из некоторой точки A , лежащей на оптической оси под небольшими углами α к этой оси, собираются линзой в одну точку A_1 , расположенную также на оптической оси и называемую изображением точки A (рис. 5.7).

Построим плоскости, касательные к поверхностям линзы в точках M и N (т. е. в местах падения луча на линзу и выхода его из линзы), и проведем в эти точки радиусы R_1 и R_2 кривизны линзы. Тогда луч $AMNA_1$ можно будет рассматривать как луч, преломленный в тон-

кой призме с преломляющим углом θ . Учитывая малость углов $\alpha, \beta, \alpha_1, \beta_1$ и толщины линзы, можно написать следующие приближенные равенства:

$$\begin{aligned} h_1 &\approx h_2, & |AD| &\approx a, & |A_1D_1| &\approx b, \\ \alpha &\approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{h_1}{|AD|} \approx \frac{h_1}{a}, & \alpha_1 &\approx \operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{h_2}{|A_1D_1|} \approx \frac{h_1}{b}, \\ \beta &\approx \sin \beta \approx \frac{h_1}{R_2}, & \beta_1 &\approx \sin \beta_1 = \frac{h_1}{R_1}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

где: h_1 — высота (над оптической осью) точки M падения луча на линзу, h_2 — высота точки N выхода луча из линзы, a и b — соответственно расстояния от источника света A , и от его изображения A_1 до оптического центра линзы.

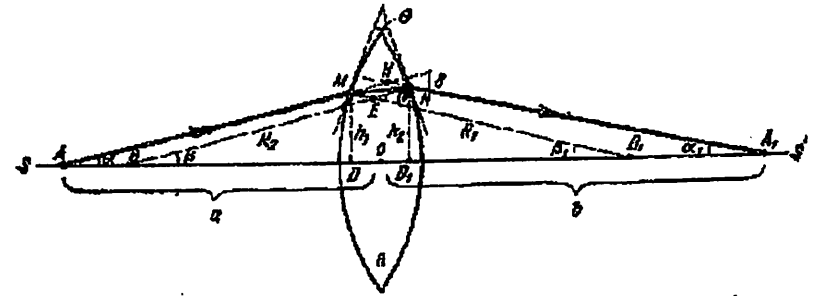


Рис. 5.7

Из треугольников ANA_1 и BEV_1 следует, что $\delta = \alpha + \alpha_1$ и $\theta = \beta + \beta_1$.

Тогда, принимая во внимание формулы (5.7), получим

$$\delta = \frac{h_1}{a} + \frac{h_1}{b} \quad \text{и} \quad \theta = \frac{h_1}{R_2} + \frac{h_1}{R_1}.$$

Но, согласно формуле (5.6), $\delta = (n-1)\theta$, где n — абсолютный показатель преломления линзы. Поэтому:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (5.8)$$

Последнее соотношение называется *формулой линзы*. В формулу не входит высота h_1 . Это означает, что расстояние b не зависит от местоположения точки M , т. е. что все лучи, исходящие из точки A , соберутся после преломления различными частями линзы в одной точке A_1 .

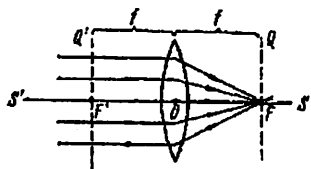


Рис. 5.8

Соответствующее этому случаю расстояние $b = OF = f$ называется *фокусным расстоянием линзы*:

$$f = \frac{R_1 R_2}{(n-1)(R_1 + R_2)}. \quad (5.9)$$

Оно зависит только от показателя преломления и радиусов кривизны линзы. Точки F' и F , лежащие по обе стороны от линзы на расстоянии, равном фокусному, называются *фокусами линзы* (соответственно, передним и задним). Таким образом, *фокусом линзы называется точка, в которой после преломления собираются все лучи, падающие на линзу параллельно главной оптической оси*.

Плоскости Q' и Q , проходящие через фокусы перпендикулярно главной оптической оси, называется *фокальной плоскостью линзы*.

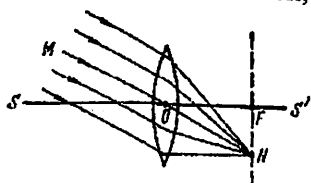


Рис. 5.9

Принимая во внимание формулу (5.9), можно записать формулу линзы (5.8) в виде

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}. \quad (5.10)$$

Величина D , обратная фокусному расстоянию f , называется *оптической силой линзы*:

$$D = \frac{1}{f}. \quad (5.11)$$

Оптическая сила измеряется в диоптриях. Диоптрия равна оптической силе линзы с фокусным расстоянием в один метр.

В отличие от собирающей линзы рассеивающая линза имеет мнимые фокусы. В мнимом фокусе сходятся (после преломления) воображаемые продолжения лучей, падающих на рассеивающую линзу параллельно главной оптической оси (рис. 5.10).

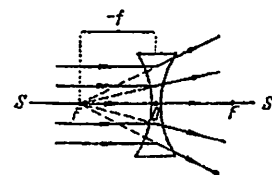


Рис. 5.10

Оптическая сила рассеивающей линзы отрицательна.

Пользуясь формулой линзы (5.10), можно определять расстояние b от изображения предмета до линзы, если известны фокусное расстояние f и расстояние a от предмета до линзы:

$$b = \frac{af}{a-f}. \quad (5.12)$$

Линейный размер изображения n определяется по линейному размеру предмета m из очевидного соотношения (рис. 5.11).

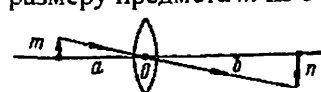


Рис. 5.11

$$n = m \frac{b}{a} = m \frac{f}{a-f}. \quad (5.13)$$

$$\text{Отношение } y = \frac{n}{m} = \frac{b}{a}. \quad (5.14)$$

называется *линейным увеличением линзы*.

Изображение предмета, даваемое линзой, можно получить непосредственным геометрическим построением, не прибегая к расчету по формулам (5.12) и (5.13). Для этого достаточно провести от каждой из крайних точек предмета по два луча. Один луч должен быть параллельным оптической оси (проходит через фокус после преломления в линзе), другой — центральным (не преломляется линзой). Пересечение двух таких лучей дает изображение крайней точки предмета. Примеры построения изображений приведены на рис. 5.12, 5.13.

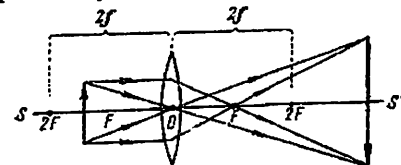


Рис. 5.12

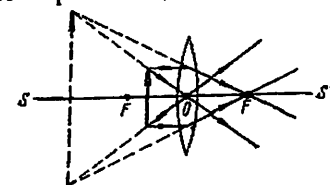


Рис. 5.13

Если предмет помещен между фокусом и двойным фокусом линзы, то изображение получается действительным, увеличенным, перевернутым и находящимся за двойным фокусом линзы (рис. 5.12).

Если предмет помещен между фокусом и линзой, то изображение оказывается мнимым, увеличенным и прямым (рис. 5.13). Этот

случай соответствует применению линзы в качестве лупы (предмет помещается вблизи переднего фокуса, глаз – в заднем фокусе).

Как было показано при выводе формулы линзы, лучи, исходящие под малыми углами к оптической оси из некоторой точки A , лежащей на этой оси, собираются линзой в одну точку A_1 .

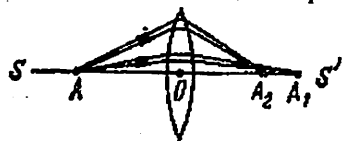


Рис. 5.14

Однако при большом диаметре линзы часть лучей падает на нее под большими углами к оптической оси (рис. 5.14). Такие лучи собираются уже в другой точке A_2 .

A_2 .

В результате изображение точки A приобретает вид размытого пятна. Этот недостаток линзы называется сферической абберацией. У выпуклой линзы лучи, падающие на ее края, собираются ближе, чем лучи, падающие на ее центральную часть ($OA_2 < OA_1$); у вогнутой линзы имеет место обратное явление. Благодаря этому можно создать оптическую систему из соответствующим образом подобранных собирающей и рассеивающей линз. У такой системы сферическая абберация почти полностью отсутствует. В некоторых случаях сферическую абберацию ослабляют путем диафрагмирования краевых лучей.

В связи с дисперсией фокусное расстояние линзы для лучей различного цвета оказывается различным (рис. 5.15). Поэтому при использовании белого или иного немонахроматического света изображение предмета, даваемое линзой, имеет окрашенные края. Этот недостаток линзы называется хроматической абберацией. Собирающая линза приближает к оптической оси сильнее фиолетовые лучи, чем красные (рис. 5.15; F_K – фокус для красного луча, F_Φ – фокус для фиолетового луча), а рассеивающая линза, наоборот, приближает к оптической оси сильнее красные лучи (рис. 5.16).

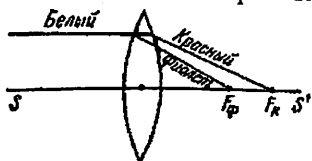


Рис. 5.15

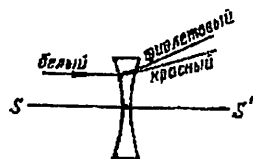


Рис. 5.16

Благодаря этому можно создать оптическую систему, не имеющую хроматической абберации. Такая система (ахроматическая линза) состоит из склеенных между собой собирающей и рассеивающей линз, обладающих различной дисперсией.

Для значительного увеличения малых объектов применяется микроскоп – оптическая система, состоящая в простейшем случае из

короткофокусной собирающей линзы (объектива) O_1 с фокусным расстоянием $f_{об}$ и длиннофокусной собирающей линзы (окуляра) O_2 с фокусным расстоянием $f_{ок}$ (рис. 5.17). Предмет AB помещается на расстоянии, немного большем $f_{об}$ от объектива.

Действительное, увеличенное и перевернутое изображение $A'B'$ оказывается на расстоянии, немного меньшем $f_{ок}$ от окуляра; оно рассматривается в окуляр, как в лупу. В результате получается мнимое, увеличенное и перевернутое (относительно предмета) изображение $A''B''$, находящееся от окуляра на расстоянии L , называемом расстоянием ясного зрения (для нормального глаза $L \approx 25$ см). Расстояние l между «внутренними» фокусами объектива и окуляра называется оптической длиной тубуса микроскопа (обычно $l = 16$ см).

На рисунке сильно преувеличены расстояния от предмета AB до фокуса объектива и от изображения $A'B'$ до фокуса окуляра.

Кроме того, не соблюдено соотношение расстояний L , l , $f_{об}$ и $f_{ок}$; в действительности $f_{об}$ и $f_{ок}$ гораздо меньше L , l (по этим причинам изображение $A''B''$ предмета оказалось расположенным между объективом и окуляром, хотя обычно оно располагается по одну сторону с предметом AB от объектива).

Учитывая это, получим на основании формулы (5.14) следующие приближенные выражения увеличений объектива $y_{об}$ и окуляра $y_{ок}$:

$$y_{об} = \frac{l + f_{об}}{f_{об}} \approx \frac{l}{f_{об}} \quad \text{и} \quad y_{ок} \approx \frac{L}{f_{ок}}.$$

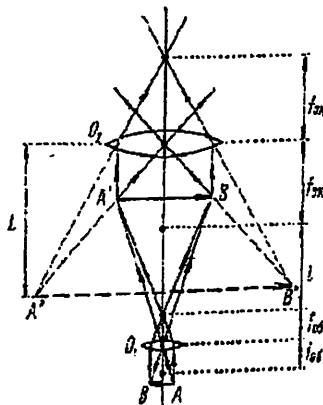


Рис. 5.17

Общее увеличение микроскопа N равно произведению увеличений объектива и окуляра:

$$N = y_{об} y_{ок} = \frac{ll}{f_{об} f_{ок}}. \quad (5.15)$$

Практически увеличение микроскопа не может превышать 2500–3000. Это связано с ограниченной разрешающей способностью микроскопа, обусловленной дифракционными явлениями.

§ 5.5. Поглощение света

При прохождении света через какую-либо среду всегда имеет место частичное его поглощение, обусловленное превращением электромагнитной энергии в теплоту и другие виды энергии.

Вещества, слабо поглощающие свет, принято называть прозрачными; вещества, обладающие сильным поглощением, – непрозрачными. Однако такое подразделение носит относительный характер, поскольку прозрачность зависит не только от природы вещества, но и от толщины его слоя. В самом деле, например, алюминий принято считать непрозрачным веществом, а воду – прозрачным. Между тем очень тонкий слой алюминия достаточно хорошо пропускает свет, тогда как толстый слой воды практически непрозрачен (на больших глубинах океана царит, как известно, почти полная темнота).

Для количественной оценки процесса поглощения света введем понятие **интенсивности света** J .

Интенсивностью света (или плотностью потока световой энергии) называется количество энергии, переносимое светом за 1 с через площадь в 1 м^2 , перпендикулярную световому лучу.

Пусть параллельный пучок монохроматических лучей падает на пластину поглощающего вещества перпендикулярно поверхности пластины (рис. 5.18).

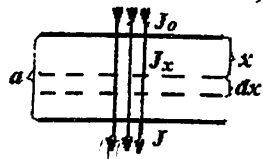


Рис. 5.18

Выделим внутри пластины бесконечно тонкий слой dx , находящийся на расстоянии x от ее поверхности. Изменение интенсивности света dJ_x , происходящее в этом слое в связи с поглощением, пропорционально толщине слоя dx и интенсивности падающего на слой света J_x :

$$dJ_x = -kJ_x dx, \quad (5.16)$$

где: k – коэффициент поглощения, характеризующий поглощательную способность данного вещества и не зависящий от толщины слоя.

Знак минус указывает на ослабление света в слое dx ($dJ_x < 0$).

Перенесем J_x в левую часть равенства (5.16) и проинтегрируем полученное выражение по всей толщине a пластины (от $x = 0$ до $x = a$ и от $J_x = J_0$ до $J_x = J$):

$$\int_{J_0}^J \frac{dJ_x}{J_x} = -k \int_0^a dx.$$

Тогда получим, что

$$\ln \frac{J}{J_0} = -ka,$$

или

$$J = J_0 e^{-ka}, \quad (5.17)$$

где: J_0 – интенсивность света, падающего на пластину, J – интенсивность света, прошедшего через пластину. Это соотношение называется **законом Бугера**.

Из формулы (5.17) следует, что при $a = 1/k$

$$J_0/J = e \approx 2,72.$$

Таким образом, *коэффициент поглощения вещества есть величина, обратная толщине такого слоя данного вещества, при прохождении которого интенсивность света ослабляется в e раз.*

Для различных веществ значения коэффициента поглощения весьма различны. Например, для воздуха (при нормальном давлении) k имеет порядок 10^{-3} м^{-1} , для стекла – 1 м^{-1} , для металлов – 10^6 м^{-1} . Это означает, что для ослабления интенсивности света в e раз достаточно слой металла толщиной

$$a = (1/106) \text{ м} = 1 \text{ мкм},$$

или слой стекла, толщиной

$$a = (1/1) \text{ м} = 1 \text{ м},$$

или слой воздуха, толщиной

$$a = (1/10^{-3}) \text{ м} = 1 \text{ км}.$$

Вообще говоря, всякое вещество обладает в большей или меньшей мере селективным (избирательным) поглощением, т. е. значение коэффициента поглощения зависит от длины волны света. Так, например, вода и водяной пар сильно поглощают инфракрасное излучение. Обыкновенное стекло хорошо пропускает видимый свет, но значительно ослабляет инфракрасное излучение (с длиной волны $\lambda > 2 \text{ мкм}$) и почти полностью поглощает ультрафиолетовое излучение ($\lambda < 0,38 \text{ мкм}$). Листья живых растений обладают значительным поглощением во всем видимом спектре, кроме зеленой ($0,52 \text{ мкм} < \lambda < 0,60 \text{ мкм}$) и темно-красной ($\lambda > 0,70 \text{ мкм}$) его части; это поглощение вызвано пигментом – хлорофиллом, содержащимся в листьях.

Избирательное поглощение лежит в основе так называемого парникового эффекта. Грунт парника нагревается обычно тремя источниками тепла: во-первых, видимым светом, свободно проходящим через стекло парниковых рам, во-вторых, биотопливом и, в-третьих, специальными обогревательными системами. Собственное излучение нагретого грунта как тела, обладающего невысокой температурой, является инфракрасным. Но, как уже отмечалось, стекло поглощает инфракрасное излучение. Благодаря этому значительная часть энергии излучения грунта вновь превращается в теплоту и используется для

обогрева парника. Таким образом, стекло защищает парник от потери теплоты путем длинноволнового излучения.

Парниковый эффект грандиозного масштаба постоянно осуществляется на всей Земле в целом, благодаря тому, что водяной пар, содержащийся в атмосфере, сильно поглощает длинноволновое (инфракрасное) излучение земной поверхности, предохраняя тем самым ее от выхолаживания.

ГЛАВА VI. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА

§ 6.1. Интерференция света

В § 6.6 (глава VI, ч. I) познакомились с явлением интерференции волн. Естественно предположить, что в случае световых (электромагнитных) волн такое явление также может иметь место. Опыт подтверждает это предположение: интерференцию световых волн, находящихся в некоторой точке пространства, можно непосредственно наблюдать, если только эти волны являются когерентными (т. е. имеют постоянную разность фаз), или, что то же, если когерентны источники этих волн (см. § 6.6, ч. I).

Нетрудно понять, что никакие два светящихся тела не могут быть когерентными источниками света. В самом деле, свет, исходящий от светящегося тела (например, от нити электролампы), представляет собой совокупность множества электромагнитных волн, излучаемых отдельными частицами (атомами и молекулами) тела. Условия излучения этих частиц очень быстро и беспорядочно изменяются. Для того чтобы два светящихся тела являлись когерентными источниками света, волны, излучаемые всеми частицами первого тела, должны отличаться по фазе от волн, излучаемых всеми частицами второго тела, все время на одну и ту же величину. Такое событие практически совершенно невероятно. Поэтому для получения когерентных источников прибегают к искусственному приему: «раздваивают» свет, исходящий от одного источника.

Это «раздвоение» можно осуществить, например, посредством экрана с двумя малыми отверстиями (рис. 6.1).

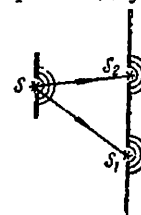


Рис. 6.1

В соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля источник света S создает в отверстиях экрана вторичные источники света S_1 и S_2 . Очевидно, что всякое изменение фазы волн, излучаемых основным источником S , сопровождается точно такими же изменениями фаз волн, излучаемых вторичными источниками S_1 и S_2 .

Следовательно, у волн, излучаемых источниками S_1 и S_2 , разность фаз все время остается неизменной, т. е. источники являются когерентными.

Другой способ получения когерентных источников основан на отражении света от двух плоских зеркал, установленных под углом α , близким к 180° (рис. 6.2). Эта система называется зеркалами Френеля.

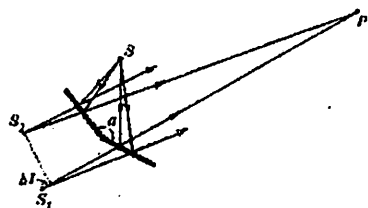


Рис. 6.2

Когерентными источниками служат изображения S_1 и S_2 основного источника света S .

В § 6.6 (глава VI, ч. I) было показано, что результат интерференции двух волн в некоторой точке P (см. рис. 6.10, ч. I) зависит от величины разности хода лучей (волн).

Там же были выведены условия интерференционного максимума и интерференционного минимума.

Применим эти условия к случаю интерференции световых волн, создаваемых когерентными источниками S_1 и S_2 и сходящихся в точке P (рис. 6.2). Если в разности хода лучей $\Delta l = |S_1P| - |S_2P|$ укладывается целое число волн (четное число полуволен), т. е. если

$$\Delta l = m\lambda = 2n\frac{\lambda}{2}, \quad (6.1)$$

то в точке P будет максимум света (λ — длина волны, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$).

Если же в разности хода укладывается нечетное число полуволен, т. е. если

$$\Delta l = (2n+1)\frac{\lambda}{2}, \quad (6.2)$$

то в точке P будет минимум света (темнота).

Выясним теперь, как выглядит интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками монохроматического света S_1 и S_2 .

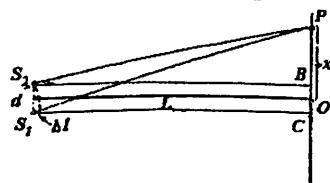


Рис. 6.3

Пусть расстояние между этими источниками d , а расстояние от источников до экрана L , причем $d \ll L$ (рис. 6.3). Определим расстояния x от точки O (одинаково удаленной от S_1 и S_2) до тех точек P , в которых будут наблюдаться интерференционные максимумы.

На рис. 6.3 дан вертикальный разрез экрана.

Из прямоугольных треугольников PCS_1 и PBS_2 находим:

$$|PS_1|^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, \quad |PS_2|^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2.$$

Откуда:

$$|PS_1|^2 - |PS_2|^2 = 2xd, \quad \text{или} \quad (|PS_1| - |PS_2|)(|PS_1| + |PS_2|) = 2xd.$$

Но

$$|PS_1| - |PS_2| = \Delta l, \quad \text{а} \quad |PS_1| + |PS_2| \approx 2L.$$

Следовательно, $\Delta l \cdot 2L = 2xd$ и $x = L \cdot \Delta l / d$.

(6.3)

Учитывая формулы (6.1) и (6.2), получим, что максимумы света располагаются на расстоянии

$$x = n \frac{\lambda L}{d}, \quad (6.4)$$

а минимумы — на расстоянии

$$x = (2n+1) \frac{\lambda L}{2d} \quad (6.5)$$

от точки O . Эти максимумы и минимумы имеют, соответственно, вид светлых и темных полос, параллельных друг другу. Центральный максимум, соответствующий $n = 0$, проходит через точку O . Расстояние между соседними максимумами (или минимумами), очевидно, равно

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}. \quad (6.6)$$

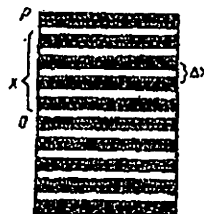


Рис. 6.4

Таким образом, интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками света, представляет собой чередование светлых и темных полос (рис. 6.4). Особенно четкой эта картина получается в случае, когда вместо точечных источников света используются узкие параллельные светящиеся щели.

Так как, согласно формуле (6.6), Δx обратно пропорционально d то при большом расстоянии между источниками света S_1 и S_2 расстояние между интерференционными полосами может оказаться неразличимо малым.

Поэтому для получения четкой интерференционной картины следует пользоваться источниками света, расположенными на возможно меньшем расстоянии друг от друга ($d \ll L$).

На основании формулы (6.6) можно экспериментально определять длину световой волны по измеренным значениям d , L и Δx .

Отметим, что при использовании не монохроматического, а, например, белого света, интерференционные максимумы для каждой длины волны будут, согласно формуле (6.4), смещены друг относительно друга. В результате все светлые полосы приобретут радужную окраску.

Интерференционная картина очень чувствительна к величине разности хода интерферирующих волн: ничтожно малое изменение разности хода вызывает заметное смещение интерференционных по-

Следовательно, $\Delta l \cdot 2L = 2xd$ и $x = L \cdot \Delta l / d$.

(6.3)

Учитывая формулы (6.1) и (6.2), получим, что максимумы света располагаются на расстоянии

$$x = n \frac{\lambda L}{d}, \quad (6.4)$$

а минимумы — на расстоянии

$$x = (2n + 1) \frac{\lambda L}{2d} \quad (6.5)$$

от точки O . Эти максимумы и минимумы имеют, соответственно, вид светлых и темных полос, параллельных друг другу. Центральный максимум, соответствующий $n = 0$, проходит через точку O . Расстояние между соседними максимумами (или минимумами), очевидно, равно

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}. \quad (6.6)$$

лос. На этом основано устройство интерферометров – приборов, служащих для точного измерения малых длин и углов, а также для определения показателя преломления прозрачных сред. В промышленности интерферометр широко используется для контроля качества (гладкости) металлических и других шлифованных поверхностей.

§ 6.2. Об интерференции света, отраженного от прозрачных пленок

Познакомимся с интерференционными явлениями, возникающими при отражении света от тонких прозрачных пластин (пленок).

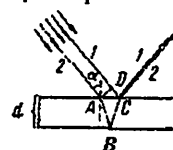


Рис. 6.5

Пусть на тонкую пленку толщиной d падают параллельные лучи монохроматического света (рис. 6.5). Тогда из некоторой точки C будут выходить два практически совпадающих когерентных луча: луч 1, отраженный от верхней поверхности пленки, и луч 2, отраженный от нижней ее поверхности.

Понятно, что разность хода Δl этих лучей зависит от величины угла падения α и от толщины пленки d . Кроме того, Δl зависит еще и от показателя преломления n вещества пленки, так как на участке ABC луча 2 световые волны распространяются со скоростью в n раз меньшей, чем на участке DC луча 1. Это ведет к увеличению разности фаз волн, а следовательно, и разности хода лучей. Поэтому в данном случае следует рассматривать оптическую разность хода лучей, предполагая, что показатель преломления окружающей пленку среды равен единице:

$$\Delta l = (|AB| + |BC|)n - (|CD| + \lambda/2).$$

Член $\lambda/2$ появляется в связи с тем, что у световой волны, отражающейся от оптически более плотной среды, фаза изменяется на π , а у волны, отражающейся от оптически менее плотной среды, фаза не изменяется. Так как луч 1 отражается (в точке C) от оптически более плотной среды, а луч 2 отражается (в точке B) от оптически менее плотной среды, то разность фаз этих лучей изменяется на π , что соответствует изменению разности хода лучей на $\lambda/2$.

Если разность хода равна целому числу длин волн λ падающего света, то лучи 1 и 2 максимально усилят друг друга. Нетрудно усмотреть, что (при данном значении α) такой результат интерференции будет иметь место не только для точки C , но и для всех других точек поверхности пленки. Поэтому глазу, аккомодированному на поверхность пленки, вся пленка представится ярко освещенной. Если же Δl равна нечетному числу полуволн, то все отраженные от ее поверхности лучи взаимно погасятся, и пленка будет казаться темной.

Таким образом, изменяя угол падения α , мы будем видеть пленку попеременно то светлой, то темной.

Предположим теперь, что под пленкой находится среда оптически более плотная, чем пленка, тогда изменение фазы на π произойдет

как у луча 1, так и у луча 2. Следовательно, разность хода этих лучей не получит дополнительного изменения на $\lambda/2$. В самом деле.

$$\Delta l = [(AB + |BC|)n + \lambda/2] - (|CD| + \lambda/2) = (|AB| + |BC|)n - |CD|.$$

Рассмотрим теперь пленку переменной толщины, например клинообразную (рис. 6.6). В отраженном свете поверхность такой пленки уже не покажется равномерно освещенной, так как разность хода лучей, интерферирующих в различных (по толщине) местах пленки, будет неодинаковой.

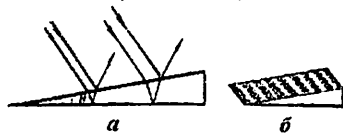


Рис. 6.6

Эта разность сохраняется постоянной только вдоль линий, параллельных ребру клина, и убывает в направлении от основания к ребру (рис. 6.6, а). Поэтому поверхность клинообразной пленки представится покрытой чередующимися светлыми и темными полосами, параллельными ребру клина (рис. 6.6, б). Очевидно, что чем больше угол клина θ , тем быстрее изменяется разность хода лучей вдоль клина и тем чаще расположены интерференционные полосы.

§ 6.3. Дифракция света

Если между экраном A и освещающим его источником света поместить другой экран B с отверстием, то на экране A появится светлое пятно, ограниченное тенью (рис. 6.7, а и б).

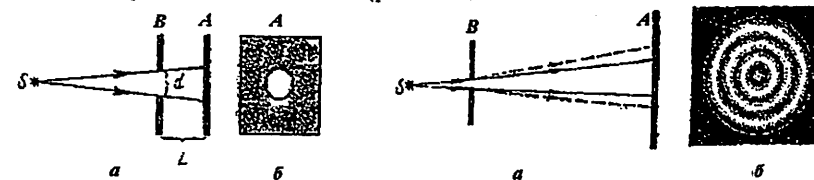


Рис. 6.7

Рис. 6.8

Границу тени можно найти геометрическим путем, полагая, что свет распространяется прямолинейно, т. е. световые лучи являются прямыми линиями (рис. 6.7, а). Более тщательное наблюдение показывает, что граница тени не является резкой; это особенно заметно в случаях, когда размер d отверстия очень мал по сравнению с расстоянием L от экрана до отверстия ($d \ll L$). Тогда пятно на экране A представляется состоящим из чередующихся светлых и темных колец, постепенно переходящих друг в друга и захватывающих также область геометрической тени (рис. 6.8, б). Это говорит о непрямолинейности распространения света от источника S , о загибании световых лучей (волн) у краев отверстия B (рис. 6.8, а). Явление непрямолинейного распространения света вблизи преграды (огибание световым лучом преграды) носит название дифракции света, а получающаяся на экране картина называется дифракционной. При использовании белого света дифракционная картина приобретает радужную окраску.

Дифракция обнаруживает волновые свойства света и потому может быть объяснена на основе принципа Гюйгенса – Френеля следующим образом.

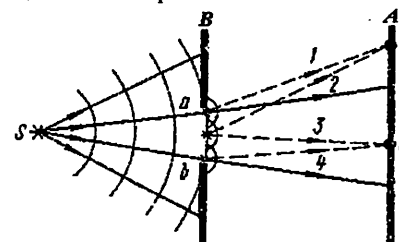


Рис. 6.9

Пусть свет от источника S падает на экран A через круглое отверстие ab в экране B (рис. 6.9). Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, каждая точка участка ab фронта световой волны (заполняющего отверстие) является вторичным источником света.

Эти источники когерентны, поэтому исходящие от них лучи (волны) 1 и 2, 3 и 4 и т. д. будут интерферировать между собой. В зависимости от величины разности хода лучей на экране A в точках c , d

и т. д. возникнут максимумы и минимумы освещенности. Таким образом, на экране A в области геометрической тени появятся светлые места, а вне этой области — темные места, создавая описанную ранее (кольцеобразную) дифракционную картину.

Дифракцией света обусловлена разрешающая способность оптических приборов, т. е. способность этих приборов давать отдельные изображения мелких, близко расположенных друг к другу деталей (точек) предмета. Объектив оптического прибора обязательно имеет входное отверстие. Дифракция света на входном отверстии объектива неизбежно ведет к тому, что изображения отдельных точек наблюдаемого предмета оказываются уже не точками, а светлыми дисками, окаймленными темными и светлыми кольцами. Если рассматриваемые точки (детали) предмета находятся близко друг от друга, то их дифракционные изображения (в фокальной плоскости объектива) могут более или менее взаимно перекрываться (рис. 6.10, а).

Две близкие точки 1 и 2 предмета можно еще видеть отдельно, если светлые диски их дифракционных изображений взаимно перекрываются не более, чем на величину радиуса диска (рис. 6.10, б). Если же диски перекрываются более, чем на радиус (рис. 6.10, в), то отдельное видение точек становится невозможным; прибор уже не разделяет или, как говорят, не разрешает таких точек.

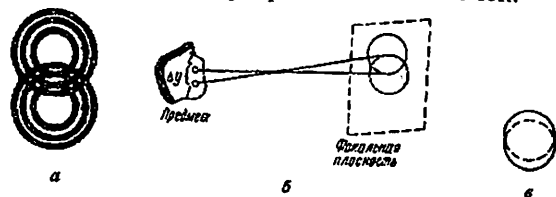


Рис. 6.10

Наименьшее расстояние, при котором две точки предмета еще можно видеть отдельно, называют разрешаемым расстоянием. Разрешающую способность оптического прибора принято измерять величиной, обратной разрешаемому расстоянию.

Расчеты показывают, что для микроскопа разрешаемое расстояние выражается формулой:

$$\Delta y = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin(u/2)}, \quad (6.7)$$

где: λ — длина волны света, n — показатель преломления среды, находящейся между предметом и объективом, u — апертурный угол, т. е. угол, образованный крайними лучами светового пучка, попадающего в объектив. Произведение $n \sin(u/2)$ называется числовой апертурой.

Согласно формуле (6.7), разрешающая способность микроскопа $1/\Delta y$ пропорциональна числовой апертуре и обратно пропорциональна длине волны света. Следовательно, для повышения разрешающей способности микроскопа необходимо увеличивать его числовую апертуру. Однако возможности увеличения апертуры весьма ограничены, поскольку $\sin(u/2)$ не может быть больше единицы, а n в воздухе равен единице. Таким образом, числовая апертура микроскопа имеет порядок единицы. Тогда из формулы (6.7) следует, что для микроскопа разрешаемое расстояние равно приблизительно половине длины световой волны, т. е. $\Delta y \ll 3$ мкм. Это означает, что в оптический микроскоп нельзя рассматривать предметы, размер которых меньше 0,3 мкм ($3 \cdot 10^{-5}$ см).

§6.4. Дифракция от щелей. Дифракционные спектры.

Дифракционная решетка

В лабораторной практике дифракционную картину получают обычно от одной, от двух и от многих параллельных узких светящихся щелей.

Дифракция от одной щели. Пусть на экран В с узкой прямоугольной щелью падает пучок параллельных монохроматических лучей нормально к экрану (рис. 6.11, а).

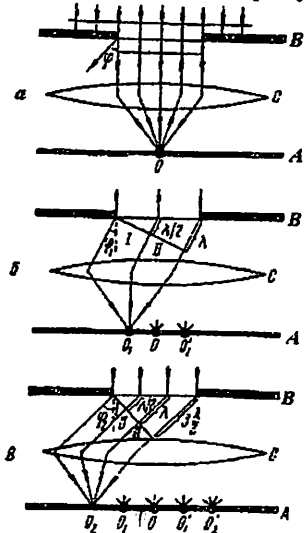


Рис. 6.11

Рассмотрим пучок лучей, дифрагирующих от щели под таким углом $\varphi = \varphi_1$, что разность хода Δl между крайними лучами пучка будет равна длине световой волны $\Delta l = 2\lambda/2$ (рис. 6.11, б). Тогда весь пучок можно разделить на такие две равные зоны I и II, называемые *зонами Френеля*, для которых разность хода между каждым лучом первой зоны и соответствующим лучом второй зоны окажется разной $\lambda/2$. Будучи собраны линзой на линии, проходящей через точку O_1 , эти лучи проинтерферируют и взаимно погасятся. В результате через O_1 пройдет темная полоса – дифракционный минимум. Очевидно, что такой же дифракционный минимум пройдет через точку O'_1 , симметричную точке O_1 (на рисунке не показан).

Рассмотрим другой пучок лучей, дифрагирующих под таким углом $\varphi = \varphi_2$, что разность хода Δl между крайними лучами пучка равна $3\lambda/2$ (рис. 6.11, в). Тогда весь пучок можно разделить на три зоны Френеля: I, II и III. Понятно, что две соседние зоны (например, I и II)

Все лучи, проходящие через щель в первоначальном направлении, собираются линзой С в одну точку О экрана А, расположенного в фокальной плоскости линзы (точнее, лучи собираются в одну линию, проходящую через О параллельно щели). Разность хода между всеми этими лучами равна нулю, так как линза не создает разности хода лучей. Следовательно, через точку О пройдет светлая полоса (максимум освещенности), параллельная щели.

Учтем теперь, что благодаря дифракции лучи от щели пойдут не только в первоначальном направлении, но и под различными углами φ к этому направлению (φ называется углом дифракции).

погасят друг друга (так как разность хода между лучами этих зон равна $\lambda/2$), а третья зона останется непогашенной и даст дифракционный максимум на линии, проходящей через точку O_2 . Такой же максимум появится на линии, проходящей через точку O'_2 , симметричную O_2 . Освещенность максимумов O_2 и O'_2 будет значительно меньше освещенности максимума О, поскольку в О попадает весь световой пучок, проходящий через щель, тогда как в O_2 и O'_2 попадает только по одной третьей части такого пучка.

Путем аналогичных рассуждений нетрудно показать, что за максимумами O_2 и O'_2 расположатся минимумы, создаваемые лучами, дифрагирующими под углом, при котором пучок лучей можно разделить на четыре зоны Френеля ($\Delta l = 4\lambda/2$). Далее расположатся максимумы, создаваемые лучами, дифрагирующими под углом, соответствующим пяти зонам Френеля ($\Delta l = 5\lambda/2$). В эти максимумы попадает уже по одной пятой части всего пучка, проходящего через щель, поэтому их освещенность будет меньше освещенности максимумов O_2 и O'_2 .

Переходя к обобщению, можно сказать, что *пучки лучей, дифрагирующих под углами, соответствующими нечетному числу зон Френеля, создают на экране дифракционные максимумы, а пучки лучей, дифрагирующих под углами, соответствующими четному числу зон Френеля, создают дифракционные минимумы. Освещенность максимумов уменьшается при увеличении угла дифракции лучей, создающих эти максимумы.*

Таким образом, дифракционная картина, получаемая от одной щели, представляет чередование темных и светлых полос, симметрично расположенных по обе стороны от центральной светлой полосы.

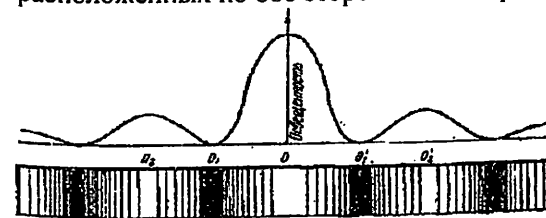


Рис. 6.12

Освещенность светлых полос быстро убывает по мере удаления от центральной полосы. Эта дифракционная картина представлена на рис. 6.12.

Дифракционные максимумы получаются при разности хода лучей $\Delta l = (2n + 1)(\lambda/2)$, а дифракционные минимумы – при $\Delta l = 2n(\lambda/2)$. Из рис. 6.11 очевидно, что $\Delta l = a \sin \varphi$, где a – ширина щели. Следовательно, при дифракции света от одной щели дифракционные максимумы наблюдаются под углами, для которых $\sin \varphi = (2n + 1)\lambda/(2a)$, а дифракционные минимумы – под углами, для которых

$$\sin \varphi = 2n\lambda/(2a).$$

Дифракция от двух и от многих параллельных щелей. Пусть пучок параллельных монохроматических лучей падает перпендикулярно экрану B с двумя параллельными щелями, находящимися на расстоянии d друг от друга (рис. 6.13). Тогда эти щели становятся когерентными источниками света.

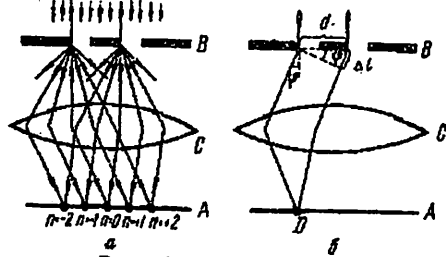


Рис. 6.13

Если за экраном B помещена собирающая линза C , то на экране A , расположенном в фокальной плоскости линзы, возникнет дифракционная картина, являющаяся результатом двух процессов: дифракции света от каждой отдельной щели и интерференции света от обеих щелей.

Однако основные черты этой картины определяются вторым процессом.

Рассмотрим лучи, падающие, например, на левые края обеих щелей. Благодаря дифракции свет от щелей будет распространяться во всевозможных направлениях (рис. 6.13, а). На рис. 6.13, б видно, что разность хода Δl параллельных лучей, дифрагирующих от щелей под углом φ , равна

$$\Delta l = d \sin \varphi.$$

Собрав линзой C в одну линию (проходящую параллельно щелям через точку D экрана A) эти лучи проинтерферируют, результат интерференции будет зависеть от величины разности хода Δl . При разности хода, равной целому числу волн, т. е. при

$$d \sin \varphi = n\lambda,$$

лучи дадут на экране A интерференционный максимум. При разности хода, равной нечетному числу полуволн, т. е. при

$$d \sin \varphi = (2n + 1) \lambda/2,$$

лучи дадут на экране интерференционный минимум.

Таким образом, углы дифракции, соответствующие максимумам освещенности экрана, определяются из соотношения

$$\sin \varphi = n\lambda/d \quad (6.8)$$

а углы дифракции, соответствующие минимумам освещенности, — из соотношения:

$$\sin \varphi = (2n + 1) \lambda/(2d), \quad (6.8')$$

где: n — целые (положительные и отрицательные) числа натурального ряда ($n = \pm 0, 1, 2, 3, \dots$).

Согласно формуле (6.8), по обе стороны от центрального максимума, которому соответствует значение $n = 0$, располагаются первые максимумы — правый ($n = +1$) и левый ($n = -1$), далее располагаются вторые максимумы ($n = +2$ и $n = -2$) и т. д. Однако возможное число максимумов является ограниченным: оно не может быть больше, чем d/λ .

Освещенность E различных максимумов неодинакова по вертикали.

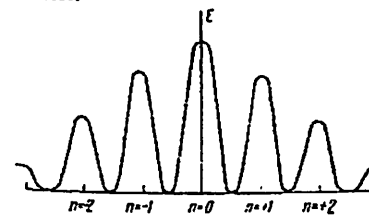


Рис. 6.14

Сильнее всего освещен центральный максимум ($n = 0$), первые максимумы ($n = \pm 1$) освещены слабее, вторые максимумы ($n = \pm 2$) — еще слабее и т. д. (рис. 6.14; дифракционной картины, по горизонтали — расстояния до центрального максимума).

Это обусловлено тем, что, как было выяснено при рассмотрении дифракции от одной щели, освещенность экрана, создаваемая дифрагирующими лучами, уменьшается по мере увеличения угла дифракции.

При дифракции света от совокупности многих параллельных щелей, расположенных близко друг к другу, создается такая же дифракционная картина, как в случае двух щелей. Только максимумы — получаются более яркими и узкими, а разделяющие их минимумы — широкими и практически совершенно темными. Расстояние между соседними максимумами и их яркость возрастают по мере увеличения числа щелей.

Формула (6.8), определяющая местоположения максимумов при дифракции от двух щелей, остается справедливой и в случае дифракции от многих щелей.

Согласно формуле (6.8), местоположение каждого максимума зависит от длины волны света λ . Чем больше λ , тем больше $\sin \varphi$, т. е. тем под большим углом дифракции φ получается максимум для этой волны. Отсюда следует, что при использовании белого света каждый максимум (кроме центрального) приобретает радужную окраску, причем внутренний его край (по отношению к центральному максимуму) станет фиолетовым, а наружный — красным, так как фиолетовому цвету соответствуют наиболее короткие волны, а красному — наиболее длинные; между фиолетовым и красным краями максимума расположатся остальные спектральные цвета (рис. 6.15).

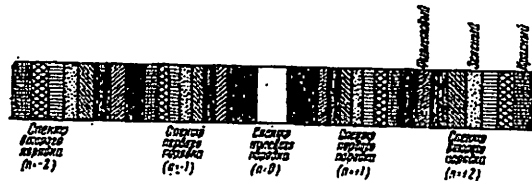


Рис. 6.15

В этой связи дифракционные максимумы принято называть дифракционными спектрами, а число n — порядком спектра. Спектр нулевого порядка остается белым, так как, согласно формуле (6.8), при $n = 0$ угол дифракции $\varphi = 0$ для всех длин волн λ .

Совокупность большого числа узких параллельных щелей, расположенных близко друг от друга, называется дифракционной решеткой, а расстояние d между соседними щелями — периодом решетки. Решетку, имеющую постоянный период и одинаковую ширину всех щелей, называют регулярной.

Посредством дифракционной решетки проводятся очень точные измерения длины световых волн. Для этого пользуются дифракционным спектро스코пом.

§ 6.5. О рассеянии света в мутной среде

Дифракционной решеткой может служить не только совокупность щелей, но и совокупность большого числа любых неоднородностей (отверстий и преград) на плоскости или в объеме; в последнем случае решетка называется пространственной. Пространственной (нерегулярной) решеткой является, например, так называемая мутная среда, т. е. среда, в которой взвешено множество очень мелких частиц какого-нибудь инородного вещества. К мутным средам относятся коллоидные растворы, задымленные газы и т. п.

Проходя через мутную среду, свет дифрагирует от ее беспорядочно (нерегулярно) расположенных микрон неоднородностей и распространяется во всевозможных направлениях, т. е., как говорят, рассеивается (не создавая какой-либо определенной дифракционной картины). Поэтому дифракцию света в мутных средах обычно называют рассеянием света. Такое рассеяние наблюдается, например, в пыльном воздухе, пронизываемом солнечными лучами: благодаря рассеянию света на пылинках лучи становятся видимыми со стороны.

Особый интерес представляет так называемое молекулярное рассеяние света, происходящее в жидкостях и газах, совершенно очищенных от посторонних частиц. В данном случае свет дифрагирует (рассеивается) от мельчайших уплотнений среды (флуктуаций плотности), обусловленных случайными скоплениями значительного числа молекул в отдельных местах объема жидкости (или газа); эти скопления создаются при беспорядочном тепловом движении молекул.

Интенсивность рассеянного света при молекулярном рассеянии очень мала; она становится заметной лишь в случаях, когда свет проходит через большую толщу рассеивающей среды.

В заключение отметим, что молекулярным рассеянием света в атмосфере объясняются голубой цвет неба и желтоватый оттенок солнечного диска.

Согласно закону Рэлея, интенсивность J рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны

$$J_{\lambda} = \frac{a}{\lambda^4} J_{\lambda_0},$$

где: J_{λ_0} — интенсивность падающей радиации с длиной волны λ , a — коэффициент пропорциональности.

Этот закон справедлив для рассеивающих центров, размер которых меньше длины волны света.

Следовательно, из белого (солнечного) света, проходящего через атмосферу, рассеиваются преимущественно короткие волны, со-

ответствующие синему и голубому цвету. В связи с этим свет, прошедший через атмосферу, состоит преимущественно из длинных волн, придающих ему и солнечному диску оранжево-желтый оттенок.

§ 6.6. Поляризация света. Естественный и поляризованный свет

Свет, излучаемый отдельным атомом, представляет собой электромагнитную волну, т. е. совокупность двух поперечных взаимно перпендикулярных волн — электрической (образованной колебанием вектора напряженности электрического поля E) и магнитной (образованной колебанием вектора напряженности магнитного поля H), идущих вдоль общей прямой r , называемой световым лучом (рис. 6.16).

Луч (свет), у которого электрические колебания совершаются все время в одной и только одной плоскости, называется поляризованным лучом (светом); разумеется, что при этом магнитные колебания совершаются в другой (перпендикулярной) плоскости (названной плоскостью поляризации света). Из данного определения следует, что свет, излучаемый отдельным атомом, является поляризованным (во всяком случае, в течение всего периода излучения этого атома).

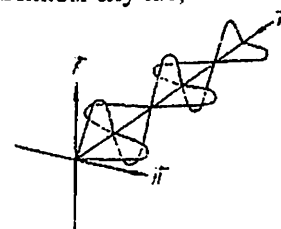


Рис. 6.16

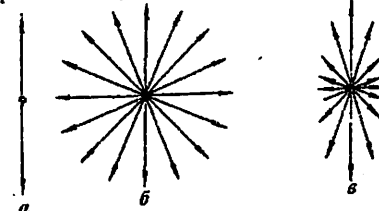


Рис. 6.17

Химическое, физиологическое и другие виды воздействия света на вещество обусловлены главным образом электрическими колебаниями. Поэтому, а также для упрощения рисунков, изображающих световую волну (или луч), мы будем в дальнейшем говорить только об электрических колебаниях а плоскость, в которой они совершаются, называть плоскостью световых колебаний, или просто плоскостью колебаний. Тогда луч поляризованного света можно схематически изобразить так, как это сделано на рис. 6.17, а (луч перпендикулярен плоскости рисунка; векторы соответствуют амплитудным значениям напряженности электрического поля E).

На практике мы никогда не встречаемся со светом от одного отдельного атома, поскольку всякий реальный источник света (светящееся тело) состоит из множества атомов, излучающих беспорядочно, т. е. испускающих световые волны со всевозможными ориентациями плоскости колебаний. Эти волны налагаются друг на друга, в результате чего любому лучу, исходящему от реального (естественного) ис-

точника света, будет соответствовать множество разнообразно ориентированных плоскостей колебания (рис. 6.17, б). Такой луч (свет) является неполяризованным и называется естественным лучом (светом).

Обычно интенсивность излучения каждого из атомов, составляющих светящееся тело, в среднем одинакова, поэтому у естественного света амплитудные (максимальные) значения вектора E одинаковы во всех плоскостях колебания. Бывают, однако, случаи, когда у светового луча амплитудные значения вектора E оказываются неодинаковыми для различных плоскостей колебания; такой луч называется частично поляризованным. На рис. 6.17, в изображен частично поляризованный луч, у которого колебания совершаются преимущественно в вертикальной плоскости.

В отличие от естественного поляризованный свет характеризуется не только интенсивностью (зависящей от амплитуды напряженности поля E) и цветом (зависящим от длины волны λ), но еще и положением плоскости колебаний. Однако человеческий глаз не обнаруживает различия между поляризованными лучами, имеющими различную ориентацию плоскости колебания, и вообще не отличает поляризованного света от естественного.

Естественный свет можно поляризовать, т. е. превратить его в поляризованный свет. Для этого надо создать такие условия, при которых колебания вектора напряженности электрического поля E могли бы совершаться только вдоль одного определенного направления. Подобные условия могут, например, иметь место при прохождении естественного света через среду, анизотропную в отношении электрических колебаний. Как известно, анизотропия свойственна кристаллам. Поэтому можно ожидать поляризации света, проходящего через кристалл. Многие природные и искусственно созданные кристаллы поляризуют проходящий через них естественный свет.

В самых общих чертах физическая сущность процесса поляризации света, проходящего через кристалл, состоит в следующем. Согласно электромагнитной теории Максвелла, переменное электрическое поле световой волны вызывает в кристаллическом диэлектрике переменный поляризационный ток, т. е. переменное смещение заряженных частиц (атомов, ионов), составляющих кристаллическую решетку. Поляризационный ток выделяет джоулево тепло, следовательно, в кристалле происходит превращение световой энергии в теплоту.

Благодаря анизотропии кристалла возможная величина смещения его частиц, а, следовательно, и сила поляризационного тока оказываются неодинаковыми для различных плоскостей кристалличе-

ской решетки. Очевидно, что световая волна, идущая в плоскости, соответствующей значительным возможным смещениям частиц, вызывает сильный поляризационный ток и потому практически полностью поглощается кристаллом. Если же световая волна идет в плоскости, соответствующей малым смещениям частиц, то она вызывает слабый поляризационный ток и проходит через кристалл без существенного поглощения.

Таким образом, из электрических колебаний естественного света, имеющих всевозможные направления, через кристалл проходят (без поглощения) только те, которые совершаются в плоскости, соответствующей минимуму поляризационного тока; остальные колебания в той или иной мере ослабляются, так как через кристалл проходят только их проекции на эту плоскость. В результате у света, прошедшего через кристалл, электрические колебания совершаются лишь в одной определенной плоскости, т. е. свет оказывается поляризованным.

К природным кристаллам, поляризующим свет, относится, например, турмалин. Естественный луч, прошедший через пластинку турмалина I , вырезанную параллельно оптической оси OO' кристалла, полностью поляризуется и имеет электрические колебания только в главной плоскости Q , т. е. в плоскости, содержащей оптическую ось и луч (рис. 6.18).

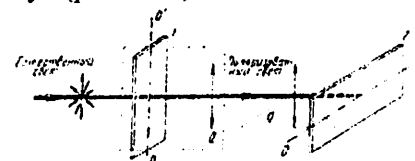


Рис. 6.18

В каждом кристалле имеется направление, относительно которого атомы (или ионы) кристаллической решетки расположены симметрично; оно называется оптической осью кристалла.

Подчеркнем, что оптическая ось — это не какая-то одна линия, а определенное направление в кристалле; все прямые, проведенные в кристалле параллельно этому направлению, являются оптическими осями.

Если естественный луч идет вдоль оптической оси, то все его электрические колебания перпендикулярны ей. В таком случае (благодаря симметричному расположению частиц кристалла относительно оптической оси) все электрические колебания совершаются в одинаковых условиях и все они проходят через кристалл. Поэтому естественный луч, идущий вдоль оптической оси, не поляризуется. При всех иных направлениях луча имеет место его поляризация.

точника света, будет соответствовать множество разнообразно ориентированных плоскостей колебания (рис. 6.17, б). Такой луч (свет) является неполяризованным и называется естественным лучом (светом).

Обычно интенсивность излучения каждого из атомов, составляющих светящееся тело, в среднем одинакова, поэтому у естественного света амплитудные (максимальные) значения вектора E одинаковы во всех плоскостях колебания. Бывают, однако, случаи, когда у светового луча амплитудные значения вектора E оказываются неодинаковыми для различных плоскостей колебания; такой луч называется частично поляризованным. На рис. 6.17, в изображен частично поляризованный луч, у которого колебания совершаются преимущественно в вертикальной плоскости.

В отличие от естественного поляризованный свет характеризуется не только интенсивностью (зависящей от амплитуды напряженности поля E) и цветом (зависящим от длины волны λ), но еще и положением плоскости колебаний. Однако человеческий глаз не обнаруживает различия между поляризованными лучами, имеющими различную ориентацию плоскости колебания, и вообще не отличает поляризованного света от естественного.

Естественный свет можно поляризовать, т. е. превратить его в поляризованный свет. Для этого надо создать такие условия, при которых колебания вектора напряженности электрического поля E могли бы совершаться только вдоль одного определенного направления. Подобные условия могут, например, иметь место при прохождении естественного света через среду, анизотропную в отношении электрических колебаний. Как известно, анизотропия свойственна кристаллам. Поэтому можно ожидать поляризации света, проходящего через кристалл. Многие природные и искусственно созданные кристаллы поляризуют проходящий через них естественный свет.

В самых общих чертах физическая сущность процесса поляризации света, проходящего через кристалл, состоит в следующем. Согласно электромагнитной теории Максвелла, переменное электрическое поле световой волны вызывает в кристаллическом диэлектрике переменный поляризационный ток, т. е. переменное смещение заряженных частиц (атомов, ионов), составляющих кристаллическую решетку. Поляризационный ток выделяет джоулево тепло, следовательно, в кристалле происходит превращение световой энергии в теплоту.

Благодаря анизотропии кристалла возможная величина смещения его частиц, а, следовательно, и сила поляризационного тока оказываются неодинаковыми для различных плоскостей кристалличе-

ской решетки. Очевидно, что световая волна, идущая в плоскости, соответствующей значительным возможным смещениям частиц, вызывает сильный поляризационный ток и потому практически полностью поглощается кристаллом. Если же световая волна идет в плоскости, соответствующей малым смещениям частиц, то она вызывает слабый поляризационный ток и проходит через кристалл без существенного поглощения.

Таким образом, из электрических колебаний естественного света, имеющих всевозможные направления, через кристалл проходят (без поглощения) только те, которые совершаются в плоскости, соответствующей минимуму поляризационного тока; остальные колебания в той или иной мере ослабляются, так как через кристалл проходят только их проекции на эту плоскость. В результате у света, прошедшего через кристалл, электрические колебания совершаются лишь в одной определенной плоскости, т. е. свет оказывается поляризованным.

К природным кристаллам, поляризующим свет, относится, например, турмалин. Естественный луч, прошедший через пластинку турмалина I , вырезанную параллельно оптической оси OO' кристалла, полностью поляризуется и имеет электрические колебания только в главной плоскости Q , т. е. в плоскости, содержащей оптическую ось и луч (рис. 6.18).



Рис. 6.18

В каждом кристалле имеется направление, относительно которого атомы (или ионы) кристаллической решетки расположены симметрично; оно называется оптической осью кристалла.

Подчеркнем, что оптическая ось — это не какая-то одна линия, а определенное направление в кристалле; все прямые, проведенные в кристалле параллельно этому направлению, являются оптическими осями.

Если естественный луч идет вдоль оптической оси, то все его электрические колебания перпендикулярны ей. В таком случае (благодаря симметричному расположению частиц кристалла относительно оптической оси) все электрические колебания совершаются в одинаковых условиях и все они проходят через кристалл. Поэтому естественный луч, идущий вдоль оптической оси, не поляризуется. При всех иных направлениях луча имеет место его поляризация.

Если за пластинкой 1 помещена вторая пластинка турмалина 2, ориентированная так, что ее оптическая ось перпендикулярна оптической оси пластинки 1, то через вторую пластинку луч не пройдет (так как его электрические колебания перпендикулярны главной плоскости Q пластинки).

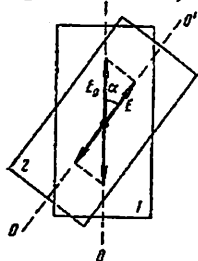


Рис. 6.19

Если же оптические оси пластинок 1 и 2 составляют угол α , отличный от 90° , то свет (луч) проходит через пластинку 2. Однако, как это следует из рис. 6.19, амплитуда E световых колебаний, прошедших через пластинку 2, будет меньше амплитуды E_0 световых колебаний, падающих на эту пластинку:

$$E = E_0 \cos \alpha$$

Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды световых колебаний, то:

$$J = J_0 \cos^2 \alpha, \quad (6.9)$$

где: J_0 — интенсивность света, падающего на пластинку 2; J — интенсивность света, прошедшего через эту пластинку. Соотношение (6.9) называется законом Малюса.

Таким образом, поворот пластинки 2 вокруг поляризованного луча сопровождается изменением интенсивности света, прошедшего через эту пластинку; максимум интенсивности имеет место при $\alpha = 0^\circ$, минимум (соответствующий полному гашению света) — при $\alpha = 90^\circ$.

Пластинка 1, поляризующая естественный свет, называется поляризатором, а пластинка 2, посредством которой изменяется интенсивность поляризованного света (и тем самым обнаруживается факт поляризации), называется анализатором. Понятно, что обе пластинки совершенно одинаковы (их можно поменять местами); данные названия характеризуют лишь назначение пластинок.

Следует отметить, что турмалин обладает значительным селективным поглощением — пропускает преимущественно зеленый свет; это является недостатком турмалина как поляризатора (и анализатора).

В последние годы для поляризации света широко применяются так называемые поляроиды (поляризационные фильтры). Поляроид представляет собой прозрачную полимерную пленку толщиной около 0,1 мм, содержащую множество мелких искусственных кристалликов — поляризаторов, например кристалликов герпатита (сульфат иоди-стого хинина). Оптические оси всех кристалликов герпатита ориен-

тируются в одном направлении в процессе изготовления поляроида. Поляроидная пленка сравнительно недорога, весьма эластична, имеет большую площадь, обладает почти одинаковым (незначительным) поглощением для всех длин волн видимого света.

Одним из интересных практических применений поляроида является его использование на автотранспорте для защиты водителей от слепящего действия фар встречных автомашин. С этой целью на ветровое стекло и на стекла фар наклеиваются поляроидные пленки, оптические оси которых параллельны и составляют 45° с горизонтом.



Рис. 6.20

Тогда, как это видно на рис. 6.20, оптическая ось поляроида ветрового стекла одной машины будет перпендикулярна оптической оси поляроида фар встречной машины (ориентация оптических осей показана на рисунке стрелками). Согласно закону Малюса, при такой ориентации оптических осей поляроидов поляризованный свет фар не пройдет через ветровое стекло встречной машины, следовательно, водитель практически не видит света фар встречных машин (но увидит, конечно, эти машины в свете фар своего автомобиля).

ГЛАВА VII. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА И СТРОЕНИЕ АТОМА

§ 7.1. Тепловое лучеиспускание и лучепоглощение.

Абсолютно черное тело. Закон Кирхгофа

Электромагнитное излучение обусловлено колебаниями электрических зарядов, в частности зарядов, входящих в состав атомов и молекул вещества. Так, например, колебательное и вращательное движения молекул и атомов создают инфракрасное излучение, определенные перемещения электронов в атоме создают видимое и ультрафиолетовое излучение, торможение свободных электронов создает рентгеновское излучение и т. д.

Самым распространенным в природе видом электромагнитного излучения является тепловое излучение или лучеиспускание; оно совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества, т. е. за счет внутренней энергии вещества, и потому ведет к охлаждению излучающего тела. Лучеиспускание присуще всем телам при любой температуре, отличной от абсолютного нуля. Тепловое излучение имеет сплошной спектр, однако распределение энергии в нем существенно зависит от температуры: при низких температурах тепловое излучение является преимущественно инфракрасным, при высоких температурах – видимым и ультрафиолетовым.

Всякое тело, излучая само, вместе с тем поглощает часть лучистой энергии, испускаемой другими (окружающими) телами; этот процесс называется лучепоглощением. Он ведет к нагреванию данного тела.

Очевидно, что, теряя энергию путем лучеиспускания и в то же время получая энергию путем лучепоглощения, данное тело должно, в конце концов, прийти в состояние теплового или лучистого равновесия, при котором потеря энергии за счет лучеиспускания компенсируется притоком энергии за счет лучепоглощения. Температура, соответствующая этому состоянию, называется температурой лучистого равновесия. Лучистое равновесие является обычным состоянием тел, предоставленных самим себе.

Для количественной оценки процессов лучеиспускания и лучепоглощения вводятся следующие характеристики.

Полная лучеиспускательная способность тела E – величина энергии, испускаемой с единицы площади поверхности тела за 1 с; измеряется в Дж/(м²с).*

Полная лучепоглощательная способность тела A – отношение лучистой энергии, поглощаемой телом, ко всей падающей на него лучистой энергии; очевидно, что A – безразмерная величина.

Значения E и A зависят от природы тела и температуры.

Лучеиспускательную способность иногда называют энергетической светимостью.

Опыт показывает, что величина энергии, испускаемой (поглощаемой) телом, различна для различных длин волн. В связи с этим вводится понятие спектральной лучеиспускательной (лучепоглощательной) способности.

Спектральной лучеиспускательной способностью тела E_λ называется лучеиспускательная способность, рассчитанная для узкого интервала длин волн $\Delta\lambda$ (от $\lambda - \Delta\lambda/2$ до $\lambda + \Delta\lambda/2$). Аналогичным образом вводится понятие спектральной лучепоглощательной способности

Лучепоглощательная способность всех реальных тел меньше единицы. Так, например, для видимой части спектра лучепоглощательная способность алюминия равна 0,1, меди – 0,5, воды – 0,67.

Воображаемое тело, поглощающее при любой температуре всю падающую на него лучистую энергию, называется абсолютно черным телом; лучепоглощательная способность такого тела для всех длин волн одинакова и равна единице ($A_\lambda = A = 1$). Для видимой части спектра телом, близким по своим свойствам к абсолютно черному, является сажа ($A = 0,95$). Практически наиболее совершенным абсолютно черным телом является малое отверстие в стенке замкнутой полости, внутренняя поверхность которой зачернена (рис. 7.1).



Рис. 7.1

Луч, попавший в отверстие, многократно отражается стенками полости и практически не выходит обратно, поскольку при каждом отражении значительная часть его энергии поглощается стенками.

Абсолютно черное тело, поглощая падающую на него лучистую энергию, вместе с тем само излучает.

Поэтому при низкой температуре полости отверстие в ней кажется черным; если же полость нагрета до высокой температуры, то отверстие представляется ярко светящимся. Примерами практически абсолютно черных тел могут служить зрачок глаза и смотровое отверстие мартеновской печи.

Выясним теперь, как связаны между собой лучеиспускательная и лучепоглощательная способности тела. Представим себе изолированную систему из двух тел, имеющих различную температуру и могущих обмениваться энергией только путем лучеиспускания и луче-

Полная лучепоглощательная способность тела A — отношение лучистой энергии, поглощаемой телом, ко всей падающей на него лучистой энергии; очевидно, что A — безразмерная величина.

Значения E и A зависят от природы тела и температуры.

Лучеиспускающую способность иногда называют энергетической светимостью.

Опыт показывает, что величина энергии, испускаемой (поглощаемой) телом, различна для различных длин волн. В связи с этим

поглощения. Через некоторое время в такой системе установится тепловое равновесие. Обозначим лучеиспускающие и лучепоглощающие способности тел при температуре лучистого равновесия соответственно через E , E'' и A' , A'' . Предположим, что первое тело испускает с 1 м^2 поверхности за 1 с в n раз больше энергии, чем второе, т. е.

$$E = n E''.$$

Но тогда оно должно и поглощать в n раз больше энергии, чем второе тело, т. е. должно иметь место равенство

$$A' = n A'';$$

в противном случае первое тело начнет нагреваться (или охлаждаться) за счет второго тела и его температура будет изменяться, что противоречит условию теплового равновесия. Из двух последних равенств следует, что

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''}.$$

Если изолированная система состоит из многих тел с лучеиспускающими способностями E' , E'' , ... и лучепоглощающими способностями A' , A'' , A''' , ... и одно из них является абсолютно черным, то аналогичные рассуждения приведут к следующему выводу:

$$\frac{E'}{A'} = \frac{E''}{A''} = \frac{E'''}{A'''} = \dots = \varepsilon, \quad (7.1)$$

где: ε — лучеиспускающая способность абсолютно черного тела (его лучепоглощающая способность равна единице и потому не написана в качестве делителя при ε).

Соотношение (7.1) представляет собой **закон Кирхгофа**: для всех тел при данной температуре отношение лучеиспускающей способности к лучепоглощающей способности есть постоянная величина, равная лучеиспускающей способности абсолютно черного тела при той же температуре.

Этот закон остается справедливым и для спектральных лучеиспускающей и лучепоглощающей способностей тел:

$$\frac{E'_\lambda}{A'_\lambda} = \frac{E''_\lambda}{A''_\lambda} = \frac{E'''_\lambda}{A'''_\lambda} = \dots = \varepsilon_\lambda \quad (7.1')$$

Из закона Кирхгофа вытекают три важных следствия.

1. Лучеиспускающая способность любого тела при данной температуре равна произведению его лучепоглощающей способности на лучеиспускающую способность абсолютно черного тела при той же температуре:

$$E = A\varepsilon, \quad E_\lambda = A_\lambda \varepsilon_\lambda \quad (7.2)$$

2. Лучеиспускающая способность любого тела меньше лучеиспускающей способности абсолютно черного тела при той же температуре ($E = A\varepsilon$, но $A < 1$, следовательно, $E < \varepsilon$).

3. Если тело не поглощает каких-либо волн, то оно и не испускает их ($E_\lambda = A_\lambda \varepsilon_\lambda$, поэтому при $E_\lambda = 0$ будет и $A_\lambda = 0$).

Соотношения (7.2) позволяют определять лучеиспускающую способность любого тела, если известна его лучепоглощающая способность A и лучеиспускающая способность абсолютно черного тела ε ; значения A и ε определяются опытным путем.

Основным источником нагревания почвы является, как известно, солнечное излучение. Изменяя лучепоглощающую способность поверхности почвы путем покрытия этой поверхности различными красителями, можно в довольно значительных пределах регулировать температуру теплового равновесия верхнего слоя почвы. Этот прием, широко применяемый в агрономической практике, называют мульчированием. В качестве покрытий, носящих общее название мульчи, используют молотый мел, торфяной и угольный порошки, битум, нигрозин и т. п.

Очевидно, что для увеличения лучепоглощающей способности почвы (и, следовательно, для повышения температуры почвы) надо применять темную мульчу, а для уменьшения лучепоглощающей способности почвы (и понижения температуры почвы) — светлую мульчу.

§ 7.2. Законы излучения абсолютно черного тела.

Квантовый характер излучения. Формула Планка

Распределение энергии в спектре излучения абсолютно черного тела было изучено экспериментально к концу прошлого столетия. В качестве абсолютно черного тела использовалась полость с малым отверстием (см. рис. 7.1), а также уголь.

На рис. 7.2 представлен график распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела при температуре $T = 1259$ К.

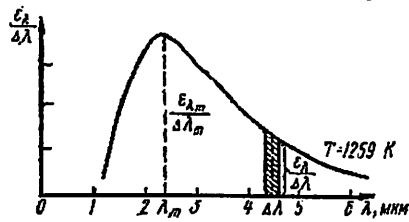


Рис. 7.2

По оси абсциссы отложены длины волн λ (в микрометрах); по оси ординаты отложены (в условных единицах) отношения $(\epsilon_\lambda/\Delta\lambda)$ спектральной лучеиспускательной способности абсолютно черного тела ϵ_λ к интервалу длины волн $\Delta\lambda$, в котором определена ϵ_λ .

Таким образом, площадь, ограниченная кривой распределения и осью абсцисс, представляет собой полную лучеиспускательную способность ϵ абсолютно черного тела при температуре 1259 К, т. е. величину энергии, испускаемой с единицы площади его поверхности за единицу времени:

$$\sum \frac{\epsilon_\lambda}{\Delta\lambda} \Delta\lambda = \sum \epsilon_\lambda = \epsilon.$$

Из графика следует, что при данной температуре максимум излучения абсолютно черного тела приходится на длину волны $\lambda_m \approx 2,4$ мкм (инфракрасное излучение).

Зависимость полной лучеиспускательной способности ϵ от температуры описывается законом Стефана – Больцмана: *полная лучеиспускательная способность абсолютно черного тела пропорциональна четвертой степени его абсолютной температуры*:

$$\epsilon = \sigma T^4, \quad (7.3)$$

где: $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт·м⁻²·К⁻⁴ – *постоянная Стефана – Больцмана*.

Зависимость длины волны λ_m от температуры выражается законом Вина: *длина волны, соответствующая максимуму излучения абсолютно черного тела, обратно пропорциональна его абсолютной температуре*:

$$\lambda_m T = b, \quad (7.4)$$

где: $b = 0,28979 \cdot 10^{-2}$ м·К – *постоянная Вина*.

Для иллюстрации законов Стефана – Больцмана и Вина на рис. 7.3 показано распределение энергии в спектре излучения угля при различных температурах (спектр излучения угля близок

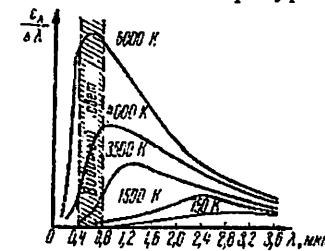


Рис. 7.3

к спектру излучения абсолютно черного тела). На рисунке видно, что с повышением температуры лучеиспускательная способность возрастает (площадь, заключенная между кривой распределения и осью абсцисс, увеличивается), а длина волны λ_m , соответствующая максимуму излучения, уменьшается (максимум кривой распределения смещается влево). Наглядным примером, подтверждающим уменьшение λ_m с ростом температуры тела, является изменение цвета свечения нагреваемого металла. Сначала металл остается темным (λ_m лежит в инфракрасной области); затем при достаточно высокой температуре появляется красное свечение металла («красное каление»), потом оранжевое, желтое и, наконец, голубовато-белое свечение («белое каление»).

Следует, конечно, иметь в виду, что металл не является абсолютно черным телом. Однако, согласно следствию (2), вытекающему из закона Кирхгофа, характер распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела сохраняется в общих чертах и для нечерных тел.

Из рисунка видно, что при температуре $T = 6000$ К максимум излучения приходится на видимый свет ($\lambda_m \approx 0,5$ мкм). Отсюда следует, что наиболее выгодный в световом отношении тепловой источник света должен иметь температуру около 6000 К. Однако и у такого источника световой коэффициент полезного действия (т. е. отношение энергии излучения, приходящейся на видимую часть спектра, ко всей энергии излучения) оказывается малым – порядка 15%, поскольку, как это видно из рисунка, значительная доля энергии излучения приходится на инфракрасные лучи. У современных осветительных электроламп температура нити накала равна приблизительно 3000 К, что соответствует величине светового коэффициента полезного действия порядка 3%. Таким образом, электролампа в большей мере греет, чем светит.

На законе Вина основана оптическая пирометрия – метод определения температуры раскаленных тел (металла – в плавильной печи, газа – в облаке атомного взрыва, поверхности звезд и т. п.) по спектру

их излучения. Именно этим методом была впервые определена температура поверхности Солнца. Максимум энергии солнечного излучения приходится на видимый свет длиной волны $\lambda_m = 0,47$ мкм. Следовательно, согласно закону Вина, абсолютная температура поверхности Солнца

$$T = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{0,2898}{0,47 \cdot 10^{-6}} K \approx 6160 K.$$

Таким образом, верхняя кривая распределения (см. рис. 7.3) приблизительно соответствует распределению энергии в спектре солнечного излучения.

Для нашей планеты Солнце является основным и чрезвычайно мощным источником лучистой энергии. На верхней границе земной атмосферы интенсивность солнечного излучения составляет $1,367$ кВт/м²; эта величина называется солнечной постоянной. На земной поверхности интенсивность солнечного излучения в среднем на 25% меньше (вследствие поглощения в атмосфере).

Законы Стефана – Больцмана и Вина являются частными законами излучения абсолютно черного тела: они не дают общей картины распределения энергии по длинам волн при различных температурах. В конце прошлого века был предпринят ряд попыток теоретически установить закон распределения энергии в спектре излучения абсолютно черного тела, т. е. получить формулу, выражающую спектральную лучеиспускательную способность ϵ_λ этого тела как функцию длины волны λ и абсолютной температуры T :

$$\epsilon_\lambda = f(\lambda, T). \quad (7.5)$$

Однако эти попытки приводили к результатам, противоречащим опыту. Лишь в 1900 г. немецкий физик Планк нашел вид функции (7.5). Для этого ему пришлось отказаться от установившегося в физике представления об электромагнитном излучении как о непрерывной электромагнитной волне, могущей иметь любую частоту и в соответствии с этим переносить любые количества энергии. Планк высказал чрезвычайно смелую гипотезу, согласно которой электромагнитная энергия может излучаться и распространяться только вполне определенными (для данной излучающей системы) отдельными порциями ϵ , или квантами. Таким образом, можно сказать (пользуясь понятиями классической физики), что электромагнитные волны переносят энергию только в количествах, кратных величине кванта энергии ϵ ; количество переносимой энергии может быть равным ϵ или 2ϵ , или 3ϵ , или вообще $n\epsilon$ (где $n = 1, 2, 3, \dots$), но не может быть равным дробному числу квантов, например $3\epsilon/4$ или $9\epsilon/5$.

Величина кванта энергии пропорциональна частоте излучения (обратно пропорциональна длине волны λ):

$$\epsilon = h\nu = hc/\lambda, \quad (7.6)$$

где: c – скорость света в вакууме, $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – *постоянная Планка*, или *квант действия*. По формуле (7.6) можно вычислить величину кванта энергии для излучения любой длины волны. Например, для зеленого света ($\lambda = 0,555$ мкм) получим

$$\epsilon = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{5,55 \cdot 10^{-7}} \text{ Дж} = 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

В таблице приведены значения квантов энергии для некоторых длин волн, соответствующих различным видам электромагнитного излучения:

Вид излучения	Длина волны	Частота, Гц	Энергия кванта, Дж
Радиоволны	10^3 м = 1 км	$3 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-28}$
	10^0 м = 1 м	$3 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{-25}$
Видимый свет	$5,6 \cdot 10^{-7}$ м = = 0,56 мкм	$5,4 \cdot 10^{14}$	$3,6 \cdot 10^{-19}$
Рентгеновское излучение	10^{-9} м = 1 нм	$3 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{-16}$
Гамма-излучение	10^{-12} м = 1 пм	$3 \cdot 10^{20}$	$2 \cdot 10^{-13}$

Из таблицы видно, что при больших длинах волн величина кванта крайне мала. Поэтому в общем потоке энергии, исходящем от длинноволнового излучателя (например, макроскопического генератора радиоволн), отдельный квант энергии совершенно незаметен, в связи с чем прерывистость излучения энергии не обнаруживается. В коротковолновом излучении величина кванта энергии сравнительно большая. Благодаря этому в потоке энергии, исходящем от коротковолновых микроизлучателей (атомов и молекул), отдельные кванты энергии становятся заметными, обнаруживая тем самым прерывистость (квантовый характер) излучения.

Процесс поглощения электромагнитной энергии веществами также носит прерывистый (квантовый) характер.

Таким образом, между процессами, совершающимися в макро- и микромире, существует не только количественное, но и качественное различие. Поэтому законы классической физики, полученные из наблюдений над макрообъектами, не могут или, точнее говоря, не всегда могут быть пригодны для описания процессов, совершающихся в микрообъектах. Именно этим была обусловлена бесплодность попыток теоретически вывести закон распределения энергии в спек-

тре излучения абсолютно черного тела, исходя из понятий классической физики.

На основе представлений о квантовом характере теплового излучения Планк получил следующее выражение спектральной лучеиспускательной способности абсолютного черного тела:

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(k\lambda T)} - 1}, \quad (7.7)$$

где: λ – длина волны, T – абсолютная (термодинамическая) температура, c – скорость света в вакууме, k – постоянная Больцмана, e – основание натуральных логарифмов.

Формула Планка (7.7) находится в полном соответствии с опытными данными. Из этой формулы получаются, как следствия, законы Стефана – Больцмана и Вина.

На основе теории Планка Эйнштейн в 1905 г. создал квантовую (фотонную) теорию света, а Бор в 1913 г. разработал квантовую теорию строения атома.

Отметим, что квантование энергии свойственно не только электромагнитному излучению, но и многим другим физическим процессам. Так, например, квантованием энергии колебательных и вращательных движений атомов и молекул объясняется зависимость теплоемкости многоатомных газов от температуры, наблюдаемая при высоких температурах.

§ 7.3. Строение атома (ядерная модель). Дискретность энергетических состояний атома. Постулаты Бора

К началу XX в. было с полной достоверностью установлено, что в состав каждого атома входят электроны. Вместе с тем было известно, что атом в целом электронейтрален. Отсюда следовало, что отрицательный заряд электронов должен компенсироваться положительным зарядом каких-то других частиц, также входящих в состав атома.

В 1911 г. английский физик Резерфорд предложил ядерную (планетарную) модель строения атома. Согласно этой модели, весь положительный заряд и почти вся масса (>99,94%) атома сосредоточены в атомном ядре, размер которого ничтожно мал (порядка 10^{-13} см) по сравнению с размером атома (10^{-8} см). Вокруг ядра по замкнутым (эллиптическим) орбитам движутся электроны, образуя электронную оболочку атома. Заряд ядра равен по абсолютной величине суммарному заряду электронов.

Таким образом, атом в целом является совокупностью небольшого числа очень малых частиц вещества (ядра и электронов), распределенных в сравнительно очень большом объеме.

Предположение о вращении электронов вокруг ядра Резерфорд сделал в связи с тем, что атом в виде статической системы не может быть устойчивым.

Что касается предположения о наличии в центре атома одного массивного, но весьма малого ядра, то Резерфорд доказал это экспериментально на опытах с рассеянием альфа-частиц, проходящих через вещество. Альфа-частицы, испускаемые радиоактивными элементами, движутся со скоростью порядка 10^4 км/с, имеют положительный заряд, равный двум элементарным зарядам, и массу, в 7350 раз большую массы электрона.

Альфа-частицы, испускаемые радиоактивным веществом, двигались в вакууме и, проходя через фольгу толщиной около 1 мкм, падали на люминесцирующий экран. Удар каждой α -частицы об экран вызывал кратковременную вспышку, наблюдаемую в микроскоп.

Наблюдения показали, что большинство α -частиц проходит сквозь фольгу без заметного отклонения от первоначального направления, некоторые частицы отклоняются на небольшой угол и лишь немногие частицы претерпевают сильное отклонение.

Естественно предположить, что отклонение α -частиц вызвано их взаимодействием («столкновением») с массивными атомными ядрами, поскольку легкие электроны не могут существенно изменить движение сравнительно тяжелых и очень быстрых α -частиц.

Из того факта, что значительное отклонение испытывают только немногие α -частицы, следует, что лишь некоторые из них проходят вблизи ядер; а это, в свою очередь означает, что атомные ядра имеют малый размер и расположены в веществе фольги на очень больших расстояниях друг от друга.

Полагая, что ядро и α -частица взаимодействуют (отталкиваются) по закону Кулона, Резерфорд теоретически рассчитал картину рассеяния α -частиц, получив результат, хорошо согласующийся с опытными данными.

Исследования Резерфорда позволили определить порядок размера ядра (10^{-13} см) и величину его заряда. При этом оказалось, что заряд q ядра, выраженный в элементарных зарядах e , равен порядковому номеру Z химического элемента в периодической системе Менделеева:

$$q/e = Z$$

и вместе с тем равен числу электронов в электронной оболочке атома.

Однако резерфордовская модель строения атома не укладывалась в рамки законов классической физики. В самом деле, согласно законам классической электродинамики, электрон, вращаясь вокруг ядра (т. е. двигаясь с ускорением), должен непрерывно излучать электромагнитные волны, частота которых равна частоте вращения электрона. Так как это излучение сопровождается непрерывной потерей энергии, то электрон должен постепенно приближаться к ядру, двигаясь по спирали, и в конце концов упасть на ядро. По мере приближения электрона к ядру частота вращения электрона, а вместе с ней и частота электромагнитного излучения должны непрерывно изменяться. Следовательно, атом должен давать сплошной спектр излучения.

Таким образом, с точки зрения классической физики атом оказывается неустойчивой (недолговечной) системой, дающей сплошной спектр излучения. Между тем и то и другое противоречит опыту. В действительности атомы представляют собой весьма устойчивые образования, характеризующиеся линейчатым спектром излучения.

Тщательные исследования спектров излучения различных разреженных газов (т. е. спектров излучения атомов) показали, что каждому газу присущ вполне определенный линейчатый спектр. Более того, обнаружилось, что спектральные линии можно распределить по группам (сериям), линии, принадлежащие к одной серии, связаны между собой определенной закономерностью. Так, например, в видимой части спектра излучения водорода Бальмер обнаружил серию линий, частота которых выражается эмпирической формулой:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7.8)$$

где: $n = 3, 4, 5, \dots$; R — постоянная Ридберга, равная $3,28985 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

В спектре водорода имеется еще несколько серий, в частности серия, открытая в 1906 г. английским физиком Лайманом в ультрафиолетовой части спектра, и серия, открытая в 1908 г. немецким физиком Пашеном в инфракрасной части спектра. Серия Лаймана описывается формулой

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7.9)$$

где: $n = 2, 3, 4, \dots$; а серия Пашена — формулой:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7.10)$$

где: $n = 4, 5, 6, \dots$. Все серийные эмпирические формулы имеют одинаковую структуру.

Линейчатый характер спектров излучения (и поглощения) атомов говорит о том, что атом может излучать (и поглощать) энергию не в любых количествах (отличающихся друг от друга на сколь угодно малую величину), а только вполне определенными порциями — квантами. Отсюда следует, что атом может находиться лишь в определенных (дискретных) энергетических состояниях; переходя из одного состояния в другое, он излучает (или поглощает) квант энергии, равный разности энергий начального и конечного состояний (т. е. до излучения и после него).

Исходя из представления о дискретности энергетических состояний атома, датский физик Я. Бор в 1913 г. усовершенствовал атомную модель Резерфорда, создав *квантовую теорию строения атома*. В ее основу положены следующие три постулата (*постулаты Бора*):

1. *Электроны могут двигаться в атоме не по любым орбитам, а только по орбитам вполне определенного радиуса.*

На этих орбитах, называемых *стационарными* или *устойчивыми*, момент количества движения электрона кратен величине $h/(2\pi)$ (*условие квантования радиуса орбит*):

$$mvr = nh/(2\pi), \quad (7.11)$$

где: m — масса электрона, v — его скорость; r — радиус орбиты; n — целое число, называемое квантовым ($n = 1, 2, 3, \dots$); h — постоянная Планка.

2. *Движение электронов по стационарным орбитам не сопровождается излучением (поглощением) энергии.*

3. Переход электрона с одной стационарной орбиты на другую сопровождается излучением (или поглощением) кванта энергии.

Квант равен разности энергий стационарных состояний атома до и после излучения (поглощения) (условие частот):

$$h\nu = W_1 - W_2. \quad (7.12)$$

Таким образом, частота электромагнитных волн, излучаемых атомом, определяется не частотой вращения электронов в атоме, а разностью энергии стационарных состояний атома.

Постулаты Бора, сохранив в основном модель атома Резерфорда, вместе с тем освободили ее от упомянутых ранее двух недостатков (противоречий опыту).

В настоящее время постулатам Бора придается более общая формулировка: атом устойчив только в состояниях, соответствующих определенным значениям энергии ($W_1, W_2, W_3, \dots$); переход атома из одного устойчивого состояния в другое сопровождается излучением или поглощением кванта энергии, величина которого определяется условием частот (7.12).

§ 7.4. Квантовая теория строения атома водорода (по Бору).

Объяснение спектров излучения и поглощения водорода

В атоме водорода вокруг ядра (протона), несущего один элементарный заряд e , движется один электрон. Ядро можно считать неподвижным, поскольку его масса в 1840 раз больше массы электрона; орбиты электрона можно (в первом приближении) полагать круговыми.

Очевидно, что центростремительной силой, удерживающей электрон на орбите радиусом r , является кулоновская сила притяжения между электроном и ядром:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad (7.13)$$

где: m – масса электрона, v – его скорость; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная.

Решая уравнение (7.13) совместно с уравнением (7.11), получим после простых преобразований выражение радиуса стационарных орбит атома водорода:

$$r = n^2 \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m e^2}, \quad (7.14)$$

где: квантовое число n имеет значения 1, 2, 3, ... По формуле (7.14) можно рассчитать радиус любой стационарной орбиты. Так, например, радиус ближайшей к ядру орбиты ($n = 1$) равен

$$r = 1^2 \frac{(6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})^2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}}{3,14 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}} \approx 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 53 \text{ пм}.$$

В правой части уравнения (7.14) все величины, кроме n , являются постоянными. Следовательно, радиусы стационарных орбит относятся между собой как квадраты чисел натурального ряда, т. е. как 1 : 4 : 9 : 16 и т. д.

Орбиты водородного атома, рассчитанные по формуле (7.14), изображены на рис. 7.4; выраженные в пикометрах значения радиуса орбит: $r_1 = 53$, $r_2 = 212$, $r_3 = 477$, $r_4 = 848$; $r_5 = 1325$ и $r_6 = 1908$ пм.

Определим теперь полную энергию W электрона в атоме. Она складывается из кинетической энергии W_k поступательного движения электрона по орбите и потенциальной энергии W_n притяжения электрона к ядру.

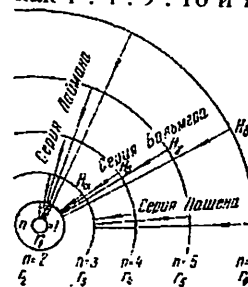


Рис. 7.4

Учитывая формулу (7.13), получим

$$W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}. \quad (7.15)$$

Что касается потенциальной энергии электрона, то она должна быть отрицательна и равна

$$W_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (7.16)$$

[согласно расчету потенциальной энергии системы двух разноименных зарядов]. Поэтому

$$W = W_k + W_n = -e^2/(8\pi\epsilon_0 r), \quad (7.17)$$

т. е. полная энергия электрона оказывается отрицательной и равной по абсолютной величине его кинетической энергии.

Подставляя в формулу (7.17) выражение радиуса (7.14), получим

$$W = -\frac{1}{n^2} \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2}. \quad (7.18)$$

По этой формуле можно рассчитать энергию электрона для любой стационарной орбиты. Так, например, для ближайшей к ядру орбиты ($n = 1$) получим

$$W = -\frac{1}{1^2} \frac{9.1 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot (1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^4}{8 \cdot (6.625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с})^2 (8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м})^2} \approx -21.68 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = -13.55 \text{ эВ}.$$

Полная энергии электрона, находящегося на стационарной орбите, называется уровнем энергии атома (или энергетическим уровнем).

Согласно формуле (7.18), энергия атома возрастает с увеличением квантового числа n или, что тоже, с увеличением радиуса электронной орбиты.

Здесь надо учитывать, что энергия W отрицательна, поэтому уменьшение ее абсолютной величины соответствует возрастанию энергии. Минимумом энергии ($W = -13.55$ эВ) атом обладает при движении электрона по ближайшей к ядру орбите ($n = 1$), а максимумом энергии ($W = 0$) — при движении электрона по самой дальней орбите ($n = \infty$).

При переходе электрона с одной стационарной орбиты на другую (ближнюю к ядру) орбиту излучается квант энергии, равный разности энергетических уровней атома до излучения и после него. Так, например, переход электрона со второй орбиты ($n = 2$) на первую ($n = 1$) сопровождается излучением кванта $h\nu_{2 \rightarrow 1} = -3.38$ эВ $- (-13.55$ эВ) $= 10.17$ эВ, а переход электрона с третьей орбиты на вторую сопровождается излучением кванта $h\nu_{3 \rightarrow 2} = -1.50$ эВ $- (-3.38$ эВ) $= 1.88$ эВ.

Этим излучениям соответствуют следующие значения частот (длин волн):

$$\nu_{2 \rightarrow 1} = \frac{10.17 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{6.625 \cdot 10^{-34}} \approx 2.46 \cdot 10^{15} \text{ (Гц)} \quad (\lambda_{2 \rightarrow 1} \approx 0.122 \text{ мкм}),$$

$$\nu_{3 \rightarrow 2} = \frac{1.88 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{6.625 \cdot 10^{-34}} \approx 4.55 \cdot 10^{14} \text{ (Гц)} \quad (\lambda_{3 \rightarrow 2} \approx 0.659 \text{ мкм}).$$

Самопроизвольный переход электрона на более далекую орбиту, т. е. самопроизвольный переход атома на более высокий энергетический уровень, невозможен. Для осуществления такого перехода необходимо сообщить атому определенное количество энергии извне, т. е. возбудить атом. Так, например, переход электрона с первой стационарной орбиты на вторую совершается при поглощении атомом кванта, равного 10,17 эВ, а переход электрона со второй орбиты на третью — поглощением кванта, равного 1,88 эВ.

Таким образом, атом может излучать и поглощать волны только вполне определенных частот (длин), чем и обусловлен линейчатый характер водородного спектра.

Нормальным состоянием атома является такое, при котором электрон движется по самой близкой к ядру орбите ($n = 1$). В этом случае атом не может излучать, поскольку электрон не имеет возможности перейти с этой орбиты еще ближе к ядру. Энергетический уровень $W = -13.55$ эВ, соответствующий нормальному состоянию атома, называется нормальным уровнем, все остальные уровни называются возбужденными.

§ 7.5. Фотоэффект. Законы фотоэффекта. Фотоэлементы

Фотоэффектом называется освобождение (полное или частичное) электронов от связей с атомами и молекулами вещества под воздействием света (видимого, инфракрасного и ультрафиолетового). Если электроны выходят за пределы освещаемого вещества (полное освобождение), то фотоэффект называется внешним. Если же электроны теряют связь только со «своими» атомами и молекулами, но остаются внутри освещаемого вещества в качестве «свободных электронов» (частичное освобождение), увеличивая тем самым электропроводность вещества, то фотоэффект называется внутренним.

Внешний фотоэффект наблюдается у металлов. Если, например, цинковую пластинку, соединенную с электроскопом и заряженную отрицательно, осветить ультрафиолетовыми лучами, то электроскоп быстро разрядится; в случае положительно заряженной пластинки разрядки не происходит. Отсюда следует, что свет вырывает из металла отрицательно заряженные частицы; определение величины их заряда показало, что эти частицы являются электронами.

Принципиальная измерительная схема, с помощью которой исследовался внешний фотоэффект, изображена на рис. 7.5.

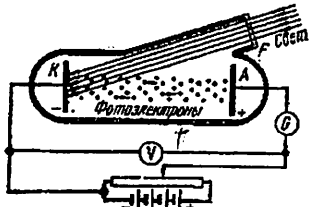


Рис. 7.5

Отрицательный полюс батареи присоединен к металлической пластинке K (катод), положительный — к вспомогательному электроду A (анод). Оба электрода помещены в evacuated сосуд, имеющий кварцевое окно F (прозрачное для оптического излучения). Поскольку электрическая цепь оказывается разомкнутой, ток в ней отсутствует.

При освещении катода K свет вырывает из него электроны (фотоэлектроны), устремляющиеся к аноду; в цепи появляется ток (фототок). Схема дает возможность измерять силу фототока (гальванометром G) и скорость фотоэлектронов при различных значениях напряжения (V) между катодом и анодом и при различных условиях освещения катода.

Экспериментальные исследования, выполненные Столетовым и другими учеными, привели к установлению следующих основных законов внешнего фотоэффекта.

1. Фототок насыщения I (максимальное число электронов, освобожденных светом в 1 с) прямо пропорционален световому потоку Φ :

$$I = k\Phi, \quad (7.19)$$

где коэффициент пропорциональности k называется фоточувствительностью освещаемой поверхности (измеряется в микроамперах на люмен, сокращенно — мкА/лм).

2. Скорость фотоэлектронов возрастает с увеличением частоты падающего света и не зависит от его интенсивности.

3. Независимо от интенсивности света фотоэффект начинается только при определенной (для данного металла) минимальной частоте света, называемой «красной границей» фотоэффекта.

Второй и третий законы фотоэффекта нельзя объяснить на основе волновой теории света. Действительно, по этой теории, интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды электромагнитной волны, «раскачивающей» электрон в металле. Поэтому свет любой частоты, но достаточно большой интенсивности, должен был бы вырывать электроны из металла; иначе говоря, не должно было бы существовать «красной границы» фотоэффекта. Этот вывод противоречит третьему закону фотоэффекта. Далее, чем больше интенсивность света, тем большую кинетическую энергию должен был бы получить от него электрон. Поэтому скорость фотоэлектрона должна была бы возрастать с увеличением интенсивности света; этот вывод противоречит второму закону фотоэффекта.

Законы внешнего фотоэффекта получают простое истолкование на основе квантовой теории света. По этой теории, величина светового потока определяется числом световых квантов (фотонов), падающих в единицу времени на поверхность металла. Каждый фотон может взаимодействовать только с одним электроном. Поэтому максимальное число фотоэлектронов должно быть пропорционально световому потоку (первый закон фотоэффекта).

Энергия фотона $h\nu$, поглощенная электроном, расходуется на совершение электроном работы выхода A из металла; оставшаяся часть этой энергии представляет собой кинетическую энергию фотоэлектрона $mv^2/2$ (где m — масса электрона, v — его скорость). Тогда, согласно закону сохранения энергии, можно написать

$$h\nu = \frac{mv^2}{2} + A. \quad (7.20)$$

Эта формула, предложенная в 1905 г. Эйнштейном и подтвержденная затем многочисленными экспериментами, называется уравнением Эйнштейна.

Из уравнения Эйнштейна непосредственно видно, что скорость фотоэлектрона возрастает с увеличением частоты света и не зависит

от его интенсивности (поскольку ни A , ни ν не зависят от интенсивности света). Этот вывод соответствует второму закону фотоэффекта.

Согласно формуле (7.20), с уменьшением частоты света кинетическая энергия фотоэлектронов уменьшается (величина A постоянна для данного освещаемого вещества). При некоторой достаточно малой частоте $\nu = \nu_0$ (или длине волны $\lambda_0 = c/\nu_0$) кинетическая энергия фотоэлектрона станет равной нулю ($mv^2/2 = 0$) и фотоэффект прекратится (третий закон фотоэффекта). Это имеет место при $h\nu_0 = A$, т. е. в случае, когда вся энергия фотона расходуется на совершение работы выхода электрона. Тогда

$$\nu_0 = A/h, \quad \text{или} \quad \lambda_0 = hc/A. \quad (7.21)$$

Формулы (7.21) определяют «красную границу» фотоэффекта. Из этих формул следует, что она зависит от величины работы выхода (от материала фотокатода).

В таблице приведены значения работы выхода A (в электрон-вольтах) и красной границы фотоэффекта λ_0 (в микрометрах) для некоторых металлов.

Металл	λ_0 , мкм	A , эВ	Металл	λ_0 , мкм	A , эВ
Платина	0,235	5,29	Торий	0,364	3,41
Вольфрам	0,276	4,50	Натрий	0,552	2,25
Цинк	0,290	4,19	Цезий	0,620	1,89

Из таблицы видно, что, например, у натрия фотоэффект может быть вызван только видимым и ультрафиолетовым светом, а у цинка — только ультрафиолетовым.

На внешнем фотоэффекте основан важный физико-технический прибор, называемый вакуумным фотоэлементом (рис. 7.6).

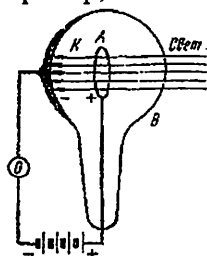


Рис. 7.6

Катодом K вакуумного фотоэлемента служит слой металла, нанесенный на внутреннюю поверхность эвакуированного стеклянного баллона B (G — гальванометр); анод A выполнен в виде металлического кольца, помещенного в центральной части баллона. При освещении катода в цепи фотоэлемента возникает электрический ток, сила которого пропорциональна величине светового потока.

Большинство современных фотоэлементов имеет сурьмяно-цезиевые или кислородно-цезиевые катоды, обладающие высокой фоточувствительностью. Кислородно-цезиевые фотоэлементы чувствительны к инфракрасному и видимому свету (чувствительность 20-80 мкА/лм); сурьмяно-цезиевые фотоэлементы чувствительны к

видимому и ультрафиолетовому свету (чувствительность 50-150 мкА/лм).

ГЛАВА VIII. АТОМНОЕ ЯДРО И ВНУТРИЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

§ 8.1. Общие сведения об атомных ядрах. Изотопы

Исследование атомных ядер началось в XX в., причем наиболее интенсивно оно проводилось с 30-х годов по настоящее время. Таким образом, ядерная физика является одним из самых молодых разделов физики. Тем не менее, результаты, которые уже удалось получить в этой области, оказались исключительно важными в научном и практическом отношении. Достаточно указать хотя бы на то, что исследование ядер и внутриядерных процессов привело к открытию и практическому использованию ядерной энергии.

Согласно гипотезе, высказанной в 1932 г. Д. Д. Иваненко и являющейся теперь общепризнанной, в состав всех атомных ядер входит только два вида элементарных частиц – протоны и нейтроны.

Протон имеет положительный заряд, равный заряду электрона (т. е. элементарному заряду $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ Кл), и массу покоя $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг. Нейтрон не имеет заряда; его масса немного больше массы протона: $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг. Протон принято обозначать буквой p , нейтрон – буквой n ; общее название этих частиц – нуклоны.

Массу ядер и элементарных частиц обычно выражают в атомных единицах массы (а. е. м.). За атомную единицу массы принята $1/12$ массы изотопа углерода ^{12}C ; $1 \text{ а. е. м.} = 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг. Следовательно, $m_p = 1,00728 \text{ а. е. м.}$, а $m_n = 1,00866 \text{ а. е. м.}$ Таким образом, $m_p \approx m_n \approx 1 \text{ а. е. м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$ (8.1)

Заряд атомного ядра любого химического элемента, выраженный в элементарных зарядах, равен атомному номеру Z этого элемента. Но заряд ядра складывается из зарядов протонов; следовательно, число протонов N_p в атомном ядре элемента равно атомному номеру Z элемента:

$$N_p = Z. \quad (8.2)$$

Почти вся масса атома заключена в его ядре. Но масса ядра складывается из масс всех нуклонов, входящих в ядро. Тогда, согласно соотношению (8.1), сумма чисел протонов N_p и нейтронов N_n должна быть равна массовому числу атома, т. е. целому числу A , ближайшему к атомной массе (выраженной в а. е. м.): $N_p + N_n = A$ или, учитывая формулу (8.2), $Z + N_n = A$. Следовательно, число нейтронов в атомном ядре элемента равно разности между массовым числом и атомным номером элемента:

$$N_n = A - Z. \quad (8.3)$$

Таким образом, по массовому числу и атомному номеру химического элемента можно непосредственно определять число протонов и число нейтронов, содержащихся в атомном ядре этого элемента.

Атомные ядра химических элементов принято обозначать символом ${}_Z^AX$, где X – символ элемента, A – массовое число, Z – атомный номер. Например, ${}_2^4\text{He}$ означает атомное ядро гелия, ${}_8^{16}\text{O}$ – атомное ядро кислорода и т. п.

На рис. 8.1 схематически изображены ядра атомов водорода ${}_1^1\text{H}$, гелия ${}_2^4\text{He}$, лития ${}_3^7\text{Li}$ и бора ${}_5^{10}\text{B}$; черными шариками представлены протоны, белыми – нейтроны.

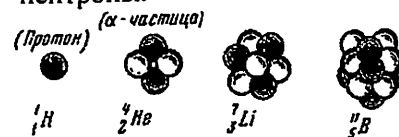


Рис. 8.1

Атомы, ядра которых состоят из одинакового числа протонов, но из различного числа нейтронов, называются изотопами. Так, например, у водорода имеется четыре изотопа: протий (легкий водород) H , дейтерий (тяжелый водород) D , тритий (сверхтяжелый водород) T и недавно открытый четырехнуклонный водород, еще не получивший специального названия. Ядро протия (протон) ${}_1^1\text{H}$ состоит из одного протона ($A = 1$), ядро дейтерия (дейтон) ${}_1^2\text{H}$ – из протона и нейтрона ($A = 2$), ядро трития (тритон) ${}_1^3\text{H}$ – из протона и двух нейтронов ($A = 3$), ядро четырехнуклонного водорода ${}_1^4\text{H}$ – из протона и трех нейтронов ($A = 4$). В соединении с кислородом дейтерий образует тяжелую воду (D_2O), тритий – сверхтяжелую воду T_2O .

Тяжелая вода всегда содержится в природной воде, правда, в очень небольшом количестве – примерно 0,016%; может быть выделена из природной воды путем многократной перегонки или посредством электролиза. Сверхтяжелая вода встречается в совершенно ничтожных количествах (порядка $10^{-16} \%$) в дождевой воде.

Все изотопы одного химического элемента имеют одинаковое строение электронных оболочек. Поэтому у изотопов данного элемента одинаковы как химические свойства, так и те физические свойства, которые обусловлены главным образом структурой электронной оболочки, что касается физических свойств, обусловленных структурой ядра (массовое число, плотность, радиоактивность и т. д.), то они заметно различаются. Понятно, что это различие наиболее отчетливо выражено у самых легких химических элементов.

Из периодической системы Менделеева видно, что атомные массы некоторых элементов значительно отличаются от целых чисел. С помощью масс - спектрографа было установлено, что такие элементы представляют собой смесь нескольких изотопов. Это является главной причиной нецелочисленности атомных масс элементов.

Согласно теории Я. И. Френкеля, атомное ядро можно уподобить капле жидкости (капельная модель ядра). Нуклоны, составляющие ядро, связаны между собой особыми силами притяжения — ядерными силами, подобно тому, как молекулы в капле жидкости связаны между собой молекулярными силами сцепления.

Устойчивость атомных ядер большинства элементов говорит о том, что ядерные силы исключительно велики: они должны превышать значительные кулоновские силы отталкивания, действующие между протонами, расположенными очень близко друг от друга. Ядерные силы проявляются только на очень малых расстояниях — порядка 10^{-13} см. При незначительном увеличении расстояния между нуклонами ядерные силы уменьшаются до нуля и кулоновские силы разъединяют протоны (разрушают ядро).

Ядерные силы являются силами особого рода — не гравитационными и не электрическими. Их природа и свойства изучены еще недостаточно. В настоящее время наиболее вероятной считается мезонная теория ядерных сил, согласно которой нуклоны взаимодействуют друг с другом, путем обмена особыми элементарными частицами — мезонами.

Благодаря ядерным силам нуклоны столь тесно «упакованы» в ядре, что плотность ρ вещества в атомных ядрах оказывается колоссальной. Определим порядок величины этой плотности. Будем считать ядро шарообразным, имеющим радиус $r = 10^{-15} \cdot \sqrt[3]{A}$ н, где A — число нуклонов в ядре (т. е. массовое число). Масса ядра равна сумме масс всех входящих в него нуклонов: $m_A = 1,66 \cdot 10^{-27} A$ (кг). Тогда

$$\rho = \frac{m_A}{(4/3)\pi r^3} = \frac{1,66 \cdot 10^{-27} A}{(4/3)3,14 \cdot 10^{-45} A} \approx 4,1 \cdot 10^{17} \text{ кг/м}^3 = 4,1 \cdot 10^8 \text{ т/см}^3.$$

Таким образом, 1 см³ ядерного вещества весил бы около четырехсот миллионов тонн (!), тогда как 1 см³ одного из наиболее тяжелых химических элементов — платины — весит всего лишь 22,5 грамма. Это сопоставление указывает на чрезвычайную ажурность структуры атомов, молекул и макроскопических объектов (тел).

Наиболее устойчивыми являются ядра легких элементов, состоящие из приблизительно одинакового числа протонов и нейтронов. У самых тяжелых элементов (расположенных в периодической системе

после свинца), ядра которых состоят из большого числа нуклонов (с преобладанием нейтронов), ядерные силы уже не обеспечивают устойчивости ядра. Такие ядра могут самопроизвольно распадаться, превращаясь в ядра более легких элементов. Это явление носит название естественной радиоактивности.

§ 8.2. Естественная радиоактивность. Альфа-, бета- и гамма-лучи. Законы радиоактивного распада

Естественная радиоактивность была открыта в 1896 г. французским физиком Беккерелем, обнаружившим, что соли урана испускают невидимые лучи, способные вызывать люминесценцию, проникать через слои непрозрачных веществ, ионизировать газы, вызывать почернение фотографической пластинки. Дальнейшие исследования, проведенные П. Кюри и М. Склодовской - Кюри, Э. Резерфордом и другими учеными, показали, что естественная радиоактивность свойственна не только урану, но и многим тяжелым химическим элементам, в частности актинию, торию, полонию и радю. Все эти элементы были названы радиоактивными элементами, а испускаемые ими лучи — радиоактивными лучами (радиоактивным излучением).

По своему составу радиоактивное излучение является сложным: в него входят три различных вида излучения, получивших названия альфа-лучей, бета-лучей и гамма-лучей.

1. **Альфа-лучи** отклоняются электрическим и магнитным полями, представляют собой поток атомных ядер гелия ${}^4_2\text{He}$, называемых α -частицами (см. рис. 8.1)



Рис. 8.2

На рис. 8.2 изображено отклонение α -частиц магнитным полем (силовые линии поля, перпендикулярные плоскости рисунка, направлены на читателя и показаны точками). Каждая α -частица несет два элементарных положительных заряда $+2e$ и обладает массовым числом 4. Альфа-частицы вылетают из ядер радиоактивных элементов со скоростями от 14 000 до 20 000 км/с, что соответствует кинетическим энергиям от 4 до 9 МэВ.

Пролетая через вещество, α -частица ионизирует его атомы, действуя на них своим электрическим полем («выбивает» электроны из атомов вещества). Израсходовав энергию на ионизацию атомов, α -частица останавливается, при этом она захватывает два электрона (имеющихся в веществе свободных электронов) и превращается в атом гелия.

Путь, проходимый α -частицей в веществе (до остановки), называется *пробегом* или *проникающей способностью*, а число пар ионов, создаваемых α -частицей на пробеге, называется ее *ионизирующей*

способностью. Очевидно, что чем больше ионизирующая способность частицы, тем меньше ее пробег.

Пробег α -частиц в воздухе (при нормальном давлении) составляет 3–9 см, а их ионизирующая способность равна 100 000 – 250 000 пар ионов (в среднем 30 000 пар ионов на 1 см пробега). Таким образом, α -частицы обладают высокой ионизирующей способностью, но небольшой проникающей способностью.

Альфа-лучи полностью поглощаются, например, слоем алюминия, толщиной 0,06 мм или слоем биологической ткани, толщиной 0,12 мм.

Бета-лучи отклоняются электрическим и магнитным полями, представляют собой поток быстрых электронов, называемых β -частицами. Масса их в 7350 раз меньше массы α -частицы. Средняя скорость β -частиц составляет около 160 000 км/с. На рис. 8.2 показано отклонение β -частиц магнитным полем

В отличие от α -излучения β -излучение имеет сплошной энергетический спектр, т. е. содержит β -частицы со всевозможными значениями энергии (или, что то же, всевозможными значениями скорости). Ядра одного и того же радиоактивного элемента выбрасывают β -частицы и со скоростью, близкой к нулю, и со скоростью, близкой к скорости света. Энергия β -частиц лежит в пределах от сотых долей МэВ до нескольких МэВ.

Поскольку β -частица имеет весьма малую массу, большую (в среднем) скорость и несет только один элементарный заряд, ее ионизирующая способность значительно — в среднем в 100 раз — меньше, а пробег во столько же раз больше, чем у α -частицы. Пробег β -частиц (высокой энергии) достигает в воздухе 40 м, в алюминии — 2 см, в биологической ткани — 6 см.

Гамма-лучи представляют собой поток фотонов, имеющих очень высокую частоту — порядка 10^{20} Гц, что соответствует очень короткой длине волны — порядка 10^{-12} м. Энергия γ -фотонов имеет порядок 1 МэВ.

Являясь крайне жестким электромагнитным излучением, γ -лучи во многом подобны характеристическим рентгеновским лучам. Они не отклоняются электрическим и магнитным полями (см. рис. 8.2), не распространяются со скоростью света, при прохождении через кристаллы обнаруживают дифракцию. Но в отличие от рентгеновских лучей, γ -лучи испускаются атомным ядром (при его переходе из возбужденного состояния в нормальное).

Гамма-лучи являются одним из самых проникающих излучений. Наиболее жесткие γ -лучи проходят через слой свинца толщиной 5 см

или через слой воздуха толщиной в несколько сотен метров, тело человека они пронизывают насквозь.

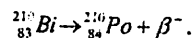
Подчеркнем, что радиоактивное излучение испускается атомными ядрами, а не их электронными оболочками.

При испускании β -частицы заряд ядра увеличивается на единицу, а масса практически не изменяется (ввиду малости массы β -частицы). Следовательно, по мере β -распада радиоактивный элемент превращается в другой элемент с атомным номером, на единицу большим, и с тем же массовым числом. Иначе говоря, при β -распаде элемент смещается в периодической системе на один номер вправо без изменения массового числа.

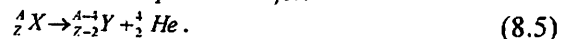
Символически это смещение записывается так:



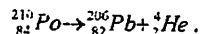
Например,



При испускании α -частицы заряд ядра уменьшается на 2 единицы, а массовое число – на 4 единицы. Следовательно, при α -распаде элемент смещается в периодической системе на два номера влево с уменьшением массового числа на четыре единицы:



Например,



Правила (8.4) и (8.5), определяющие смещение радиоактивного элемента в периодической системе, называют **законами смещения**.

Радиоактивный распад ведет к постепенному уменьшению числа атомов радиоактивного элемента. Он носит случайный характер в том смысле, что нельзя предсказать, когда и какой именно атом распадется. Можно говорить только о вероятности распада каждого атома за определенный промежуток времени.

Число атомов dN , распадающихся за время dt , пропорционально времени и общему числу N атомов радиоактивного элемента:

$$dN = -\lambda N \cdot dt, \quad (8.6)$$

где λ – коэффициент пропорциональности, называемый *постоянной распада* данного элемента. Знак минус указывает на уменьшение числа атомов радиоактивного элемента со временем. Из (8.6) следует, что

$$\lambda = -\frac{dN}{N \cdot dt},$$

т.е. постоянная распада равна отношению уменьшению числа атомов данного элемента в единицу времени.

Интегрируя уравнение (8.6) в пределах от $t = 0$ до t , получим

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (8.7)$$

где N_0 – число атомов элемента в начальный момент времени, N – число атомов этого же элемента, оставшихся по истечении времени t . Соотношение (8.7) называется *законом радиоактивного распада*, графически этот закон представлен на рис. 8.3.

Для характеристики быстроты распада радиоактивного элемента вводится понятие периода полураспада. Периодом полураспада T называется время, в течение которого количество атомов исходного элемента уменьшается вдвое. Из (8.7) следует, что

$$e^{-\lambda T} = 1/2,$$

откуда

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,963}{\lambda}. \quad (8.8)$$

Величина, обратно пропорциональная постоянной распада, представляет среднее время жизни радиоактивного атома: $\tau = 1/\lambda$.

Следовательно, $T = \tau \ln 2$, откуда $\tau = T/\ln 2 = 1,44T$, т.е. среднее время жизни приблизительно в полтора раза больше периода полураспада.

Число атомных распадов, совершающихся в радиоактивном элементе за 1 с, называется активностью этого элемента:

$$a = \left| \frac{dN}{dt} \right|. \quad (8.9)$$

Из формул (8.6), (8.8) и (8.9) следует, что

$$a = \lambda N = \frac{N \ln 2}{T}.$$

Таким образом, активность элемента пропорциональна его количеству и обратно пропорциональна периоду полураспада.

За единицу активности принята активность 1 г радия, получившая название кюри (Ку):

$$1 \text{ Ку} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп./с.}$$

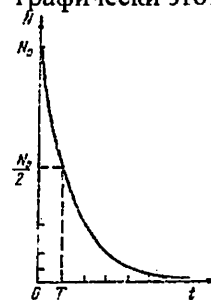


Рис. 8.3

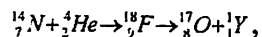
§ 8.3. Ядерные реакции. Искусственная радиоактивность

Изучение естественной радиоактивности показало, что превращение одного химического элемента в другой обусловлено внутриядерными процессами, т. е. изменениями, происходящими внутри атомных ядер. В связи с этим были предприняты попытки искусственного превращения одних химических элементов в другие путем воздействия на атомные ядра. Эффективным средством такого воздействия оказалась бомбардировка атомных ядер частицами высокой энергии (от нескольких миллионов до десятков миллиардов электрон-вольт).

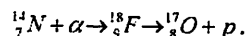
Процесс превращения атомных ядер, обусловленный воздействием на них быстрых элементарных частиц (или ядер других атомов), называется *ядерной реакцией*.

Первая искусственная ядерная реакция была осуществлена в 1919 г. Резерфордом, превратившим атомные ядра азота в ядра изотопа кислорода; в качестве бомбардирующих частиц использовались α -частицы естественного радиоактивного излучения. Реакция проводилась в камере Вильсона, наполненной азотом. После α -облучения азота в рабочем объеме камеры появились атомы изотопа кислорода и атомные ядра водорода, т. е. протоны.

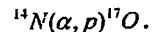
Данная реакция протекает следующим образом: α -частица попадает в атомное ядро азота ${}^{14}_7\text{N}$ и поглощается им. Образующееся при этом промежуточное ядро ${}^{18}_9\text{X}$ (ядро изотопа фтора ${}^{18}_9\text{F}$) оказывается неустойчивым: оно мгновенно выбрасывает из себя один протон, превращаясь в атомное ядро изотопа кислорода ${}^{17}_8\text{O}$. Эту реакцию можно записать так:



или



Сейчас пользуются еще более сокращенным способом записи ядерных реакций. После символа ядра-мишени указывают в скобках бомбардирующую частицу и все другие частицы, появляющиеся в результате реакции; за скобкой ставят символ ядра-продукта (атомный номер элемента обычно не пишут). Применительно к рассматриваемой реакции этот способ записи выглядит так:



Все ядерные реакции сопровождаются испусканием тех или иных элементарных частиц (в том числе γ -фотонов). Продукты многих

ядерных реакций оказываются радиоактивными, их называют искусственно-радиоактивными изотопами.

Всякая ядерная реакция сопровождается выделением или же поглощением энергии.

При делении тяжелого ядра на ядра с массовыми числами A порядка 100 (и более) происходит выделение энергии (ядерной энергии).

Выделение ядерной энергии происходит и при ядерных реакциях иного типа – при объединении (синтезе) нескольких легких ядер в одно ядро.

Таким образом, выделение ядерной энергии происходит как при реакциях деления тяжелых ядер, так и при реакциях синтеза легких ядер. Количество ядерной энергии $\Delta\epsilon$, выделяемое каждым прореагировавшим ядром, равно разности между энергией связи ϵ_2 продукта реакции и энергией связи ϵ_1 исходного ядерного материала:

$$\Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1. \quad (8.10)$$

Это положение является исключительно важным, поскольку на нем основаны промышленные способы получения ядерной энергии.

Отметим, что наиболее выгодной, в отношении энергетического выхода, является реакция синтеза ядер водорода ${}^1\text{H}$ или дейтерия ${}^2\text{D}$, поскольку в этом случае разность энергий связи синтезируемого ядра и исходных ядер будет наибольшей.

§ 8.4. Реакция деления. Цепная реакция

Делиться, т. е. распадаться на две части, может только возбужденное ядро. Для возбуждения ядра необходимо сообщить ему достаточное количество энергии (энергии возбуждения), что можно сделать путем обстрела ядра, например α -частицами или протонами. Наиболее эффективными «снарядами» являются нейтроны, поскольку они, будучи электрически нейтральными, не испытывают электростатического отталкивания со стороны ядра.

Можно описать эту реакцию следующим образом.

Захватив нейтрон n ядро урана U становится возбужденным и деформируется (рис. 8.4). Если возбуждение невелико, то ядро, освобождаясь от излишка энергии путем испускания γ -фотона или нейтрона, возвращается в устойчивое состояние. Если же энергия возбуждения достаточно велика, то в ядре образуется перетяжка, аналогичная перетяжке между двумя частями раздваивающейся капли жидкости. Ядерные силы, действующие в узкой перетяжке, уже не могут противостоять значительной кулоновской силе отталкивания одноименно заряженных частей ядра.

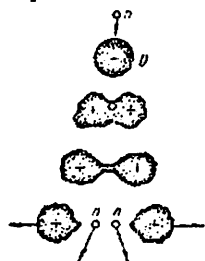


Рис. 8.4

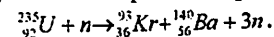
Перетяжка разрывается и ядро распадается на два «осколка», разлетающихся с огромными скоростями в противоположные стороны. Кроме того, в момент деления из ядра выбрасываются 2–3 нейтрона, называемые *мгновенными*. Энергетический спектр мгновенных нейтронов простирается от очень малых энергий – порядка 1 эВ и менее (соответствующих тепловому движению нейтронов при нормальной температуре) – примерно до 10 МэВ.

Большинство мгновенных нейтронов имеет энергию 1–2 МэВ. Нейтроны, обладающие энергией, большей 1,5 МэВ, называются *быстрыми*, нейтроны меньшей энергии – *медленными*, нейтроны с очень малыми энергиями носят название *тепловых*.

Осколки разделившегося ядра являются радиоактивными: они испускают γ -фотоны, β -частицы и нейтроны; эти нейтроны в отличие от мгновенных называются *запаздывающими* (выбрасываются в течение нескольких минут после акта деления). Число запаздывающих нейтронов составляет около 1% всех нейтронов, образующихся при делении.

Способностью делиться на две части под действием нейтронов обладают ядра всех тяжелых элементов. Наиболее важными в практи-

ческом отношении делящимися материалами являются уран $^{238}_{92}U$, актиноуран $^{235}_{92}U$, искусственный изотоп урана $^{233}_{92}U$ и плутоний $^{239}_{94}Pu$. Ядра $^{235}_{92}U$, $^{233}_{92}U$ и $^{239}_{94}Pu$ делятся под действием как быстрых, так и медленных (в том числе и тепловых) нейтронов, а ядра $^{238}_{92}U$ – только под действием быстрых нейтронов. Медленные нейтроны поглощаются ураном-238, не вызывая деления. Продукты деления тяжелых ядер разнообразны: их массовые числа лежат в пределах от 70 до 160. Однако чаще всего массы осколков данного ядра относятся как 2 к 3. Примером такого деления может служить распад актиноурана на изотопы криптона и бария с испусканием трех нейтронов:



Наряду с делением под действием нейтронов имеет место самопроизвольное деление тяжелых ядер, правда, в очень незначительной мере: например, в 1 г урана происходит всего лишь около 20 самопроизвольных распадов в час.

Энергия, освобождающаяся при делении тяжелого ядра, составляет около 200 МэВ, причем примерно 80% этой величины выделяется в виде кинетической энергии осколков; остальные 20% приходятся на энергию радиоактивного излучения осколков и кинетическую энергию мгновенных нейтронов.

Если учесть, что энергия нейтрона, вызывающего деление ядра (т. е. затрачиваемая энергия), не превышает 7–10 МэВ, а обычно бывает значительно меньшей, то окажется, что ядерно делящиеся материалы могут служить источником колоссальных энергий. Например, энергия, освобождающаяся при делении всех ядер, содержащихся в 1 кг урана-235, равна примерно $2,3 \cdot 10^7$ кВт·ч. Для сравнения укажем, что такое количество энергии выделяется при сгорании 2 000 000 кг бензина, или 2 500 000 кг каменного угля, или, наконец, при взрыве 25 000 000 кг тринитротолуола (тротила).

Следует, однако, иметь в виду, что для выделения больших количеств ядерной энергии необходимо, чтобы делению подвергалась значительная часть ядер, содержащаяся в массе «ядерного горючего». Поэтому реакция деления должна быть *саморазвивающейся* или *цепной*: при каждом акте деления должны появляться новые нейтроны, из которых хотя бы один вызвал следующий акт деления.

Наиболее просто цепная реакция осуществляется в веществе, ядра которого делятся под действием медленных нейтронов, например в уране-235. В самом деле, достаточно какому-нибудь случайно-

му («блуждающему») нейтрону попасть в одно из ядер урана-235, как произойдет деление данного ядра (рис. 8.5).

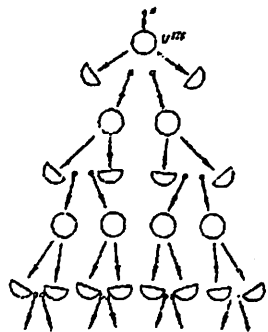


Рис. 8.5

Возникающие при этом 2–3 мгновенных нейтрона попадут в 2–3 других ядра урана, вызвав их деление. В результате появятся 4–9 мгновенных нейтрона, способных вызвать деление следующих ядер.

Развитие цепной реакции характеризуется коэффициентом размножения нейтронов K , который измеряется отношением числа N_i нейтронов, вызывающих деление ядер вещества на одном из этапов реакции, к числу N_{i-1} нейтронов, вызвавших деление на предыдущем этапе реакции:

$$K = \frac{N_i}{N_{i-1}}.$$

Коэффициент размножения зависит от ряда факторов, в частности от природы и количества делящегося вещества и от геометрической формы занимаемого им объема. Одно и то же количество данного вещества имеет наибольшее значение коэффициента K при шарообразной форме объема, поскольку в этом случае потеря мгновенных нейтронов через поверхность объема будет наименьшей (шар имеет минимальную поверхность при данном объеме).

Масса делящегося вещества, в которой цепная реакция идет с коэффициентом $K = 1$, называется критической массой. Для чистого актиноурана критическая масса составляет около 40 кг.

Если масса ядерного горючего меньше критической, то $K < 1$ и реакция деления не будет развиваться (затухнет). Если масса горючего равна критической, то $K = 1$ и цепная реакция будет идти с постоянной интенсивностью; такая реакция применяется в ядерных реакторах. Если же масса горючего больше критической, то $K > 1$; в этом случае цепная реакция будет бурно развиваться и может привести к взрыву. Такая реакция имеет место в атомной бомбе.

III Содержание

ГЛАВА I. ЭЛЕКТРОСТАТИКА	3
§ 1.1. Электризация тел. Электрический заряд	3
§ 1.2. Взаимодействие электрических зарядов в вакууме. Электрическое поле и его напряженность	5
§ 1.3. Электрический диполь. Поле диполя	9
§ 1.4. Теорема Остроградского – Гаусса и ее приложения	11
§ 1.5. Работа перемещения заряда в электрическом поле. Потенциал	15
§ 1.6. Проводники в электрическом поле. Емкость. Энергия заряженного проводника	19
§ 1.7. Диэлектрики в электрическом поле. Поляризация диэлектриков	23
§ 1.8. Электрическое поле в диэлектрике. Диэлектрическая проницаемость	25
§ 1.9. Конденсатор. Энергия электрического поля	27
ГЛАВА II. ПОСТОЯННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК	30
§ 2.1. Электрический ток. Сила тока. Электродвижущая сила. Напряжение	30
§ 2.2. Ток в металлических проводниках. Сопротивление. Законы Ома. Работа и мощность тока	33
§ 2.3. Разветвленная электрическая цепь. Правила Кирхгофа	38
§ 2.4. Контактная разность потенциалов. Термоэлектрические явления	40
§ 2.5. Ток в жидкостях. Электролиз. Законы Фарадея	46
§ 2.6. Ток в газах	51
§ 2.7. Типы самостоятельного газового разряда	54
ГЛАВА III. ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ	58
§ 3.1. Постоянный магнит и круговой ток. Магнитные поля магнитов и токов	58
§ 3.2. Магнитное взаимодействие токов в вакууме. Закон Ампера	61
§ 3.3. Напряженность магнитного поля. Формула Ампера. Закон Био–Савара–Лапласа	64
§ 3.4. Некоторые приложения закона Био–Савара–Лапласа	67
§ 3.5. Магнитные поля соленоида и тороида	69
§ 3.6. Диамагнитные, парамагнитные и ферромагнитные вещества. Магнитная проницаемость. Магнитная индукция. Поток магнитной индукции	71

§ 3.7. Действие магнитного поля на проводник с током	77
ГЛАВА IV. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНДУКЦИЯ И ПЕРЕМЕННЫЙ ТОК	80
§ 4.1. Электромагнитная индукция. Закон Фарадея. Правило Ленца. Токи Фуко	80
§ 4.2. Взаимная индукция и самоиндукция	83
§ 4.3. Энергия магнитного поля. Понятие об электромагнитной теории Максвелла	87
§ 4.4. Электромагнитные волны	91
§ 4.5. Контур, вращающийся в магнитном поле. Синусоидальный переменный ток. Работа и мощность переменного тока	93
ГЛАВА V. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПРИРОДЕ И СВОЙСТВАХ СВЕТА	97
§ 5.1. Природа света	97
§ 5.2. Отражение и преломление света. Полное отражение	100
§ 5.3. Дисперсия света. Спектры	105
§ 5.4. Тонкие линзы. Микроскоп	107
§ 5.5. Поглощение света	114
ГЛАВА VI. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА	117
§ 6.1. Интерференция света	117
§ 6.2. Об интерференции света, отраженного от прозрачных пленок	120
§ 6.3. Дифракция света	121
§ 6.4. Дифракция от щелей. Дифракционные спектры. Дифракционная решетка	124
§ 6.5. О рассеянии света в мутной среде	129
§ 6.6. Поляризация света. Естественный и поляризованный свет	131
ГЛАВА VII. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СВЕТА И СТРОЕНИЕ АТОМА	136
§ 7.1. Тепловое лучеиспускание и лучепоглощение. Абсолютно черное тело. Закон Кирхгофа	136
§ 7.2. Законы излучения абсолютно черного тела. Квантовый характер излучения. Формула Планка	140
§ 7.3. Строение атома (ядерная модель). Дискретность энергетических состояний атома. Постулаты Бора	145
§ 7.4. Квантовая теория строения атома водорода (по Бору). Объяснение спектров излучения и поглощения	

водорода	149
§ 7.5. Фотоэффект. Законы фотоэффекта. Фотоэлементы	152
ГЛАВА VIII. АТОМНОЕ ЯДРО И ВНУТРИЯДЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ	156
§ 8.1. Общие сведения об атомных ядрах. Изотопы	156
§ 8.2. Естественная радиоактивность. Альфа-, бета- и гамма-лучи. Законы радиоактивного распада	160
§ 8.3. Ядерные реакции. Искусственная радиоактивность	164
§ 8.4. Реакция деления. Цепная реакция	166

Турсунов И.Г., Мухамедов Г.И., Бабушкин О.Л.

КУРС ФИЗИКИ

Электричество и магнетизм

Учебное пособие

Редактор М.А.Хакимов

Подписано в печать 14.10.2020г. Формат 60х84 $\frac{1}{16}$.

Учет.изд. листов 10,75. Усл.печат.лист. 10,75. Тираж 100 экз.

Цена договорная. Заказ №162

Издательство «Университет» Ташкент 100174.

ВУЗ-городок. НУУз.им. М.Улугбека. Административное здание.

Отпечатано в типографии НУУз им. М.Улугбека.

ISBN 978-9943-6554-9-2



9 789943 655492